N° d'ordre : 1705

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Noureddine BENDJABALLAH

ETUDE DES NIVEAUX DE GRAND SPIN DE QUELQUES NOYAUX DE LA COUCHE f-p : $^{56-57}Fe$, $^{56-58}Co$, ^{58}Ni

Soutenue le 7 juillet 1976, devant la Commission d'Examen

M.	M.	LEFORT	Président
MM.	H.	SERGOLLE	
	H.	BEAUMEVIEILLE	
	K.	OGAWA	Examinateurs
Mme	J.	DELAUNAY	
M.	R.	BALLINI	

T H E S E

Présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
Centre d'Orsay

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Noureddine BENDJABALLAH

ETUDE DES NIVEAUX DE GRAND SPIN DE QUELQUES NOYAUX DE LA COUCHE f-p : $^{56-57}Fe$, $^{56-58}Co$, ^{58}Ni

Soutenue le 7 Juillet 1976 devant la Commission d'Examen

M.	M. LEFORT	Président
MM.	H. SERGOLLE	Examinateurs
	H. BEAUMEVIEILLE	
	K. OGAWA	
Mme	J. DELAUNAY	
M.	R. BALLINI	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548104_0023

REMERCIEMENTS

Le présent travail a été accompli au Service de Physique Nucléaire à Basse Energie du Commissariat à l'Energie Atomique. Je tiens à remercier Monsieur E. Cotton, Chef de Service de l'intérêt qu'il a manifesté pour ces recherches.

J'exprime à Monsieur le Professeur M. Lefort ma reconnaissance pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la présidence du jury et pour la bienveillante attention qu'il a accordée à ce travail.

Monsieur le Professeur H. Sergolle a accepté de faire partie du jury. Je le prie d'agréer mes sincères remerciements pour l'examen de cette thèse.

Monsieur le Professeur H. Beaumevieille a orienté mes débuts de recherche en Physique Nucléaire. Je suis heureux de lui exprimer ici ma vive gratitude.

Madame J. Delaunay et Monsieur R. Ballini ont dirigé ces recherches avec compétence et sollicitude. Leurs constants encouragements et leur amical soutien m'ont permis de travailler dans d'excellentes conditions. Je les prie de trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Tout au long de ces recherches, j'ai bénéficié de l'aide efficace et dévouée de B. Delaunay, J.P. Fouan, J. Gobin ainsi que de nombreux visiteurs : S. Cavallaro, H.J. Kim, T. Nomura, M. Pichevar, C. Tosello qui, au cours de leur séjour à Saclay, ont contribué à ce travail. Je les remercie de leur précieuse collaboration.

Plusieurs discussions avec A. Jaffrin et K. Ogawa ont permis d'éclaircir bien des points, je leur en témoigne ma gratitude.

L'exploitation de nos expériences n'a été possible que grâce au travail accompli sur les ordinateurs Varian 620 et CII 10020 du DPhN/BE par Mesdames M. Aguer, D. Darorian, Messieurs R. Moreau et S. Valéro. Je leur en suis particulièrement reconnaissant.

Mesdames M. Doury et M. Leroux ont assuré la fabrication des cibles. Je les en remercie bien vivement.

L'équipe de conduite du Tandem a toujours répondu avec compréhension à nos sollicitations. Je remercie bien sincèrement toutes les personnes de cette équipe pour leur concours.

Le groupe des électroniciens du DPhN/BE n'a ménagé aucun effort pour la bonne marche des expériences. Je remercie bien sincèrement tous les membres de ce groupe pour leur collaboration amicale.

La présentation dactylographiée de cette thèse est due à la bienveillance de Madame P. Gugenberger et de ses collaborateurs et plus particulièrement de Mademoiselle P. Danet. Je les remercie vivement pour leur travail rapide et soigné.

Je remercie la fondation Joliot-Curie et le Commissariat à l'Energie Atomique pour les moyens matériels dont j'ai bénéficié dans la réalisation de cette thèse.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

Chapitre 1 - METHODES EXPERIMENTALES .....

I. TECHNIQUES EXPERIMENTALES 4

I.1. LES FAISCEAUX D'IONS 4

I.2. LES CIBLES 5

I.3. LES DETECTEURS 5

I.4. ACQUISITION DES DONNEES 8

II. CHOIX DE LA REACTION 11

III. CHOIX DE L'ENERGIE INCIDENTE 11

III.1. ANGLE DE DETECTION 12

III.2. FACTEUR DE NORMALISATION 12

III.3. VALIDITE DES RAIES DE REFERENCE 12

III.4. PAS EN ENERGIE 12

IV. ETABLISSEMENT DU SCHEMA DES NIVEAUX 13

IV.1. MISE EN EVIDENCE DES TRANSITIONS EN CASCADE : COINCIDENCES ... 13

IV.1.1. Choix des angles de détection 13

IV.1.2. Dispositif électronique 14

IV.1.3. Réduction des données 15

IV.2. SEQUENCE DES NIVEAUX 16

V. MESURES DE DISTRIBUTIONS ANGULAIRES 17

V.1. ANGLES DE DETECTION 19

V.2. FACTEUR D'EFFICACITE 19

V.3. FACTEUR D'ANISOTROPIE GEOMETRIQUE 19

V.4. FACTEUR DE NORMALISATION 19

V.5. REDUCTION DES DONNEES 20

VI. MESURES DE VIES MOYENNES PAR EFFET DOPPLER 20
VI.1. METHODE DU PARCOURS DE RECUL 20
VI.2. METHODE DE L'ATTENUATION DE L'EFFET DOPPLER 22
Références du chapitre 1..... 24

Chapitre 2 - ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES .....
I. DETERMINATION DES SPINS ET DES MELANGES MULTIPOLAIRES 25
I.1. DISTRIBUTIONS ANGULAIRES 26
I.1.1. Définitions et formules 26
I.1.2. Facteur d'atténuation géométrique 29
I.1.3. Méthodes d'analyse 29
I.1.3.a. Evaluation des coefficients d'atténuation à partir d'une répartition gaussienne des états de spin 29
I.1.3.b. Détermination expérimentale des coefficents d'atténuation. 29
I.1.4. Analyse des distributions angulaires 32
I.2. COINCIDENCES ASYMETRIQUES γ-γ..... 33
I.2.1. Définitions et formules 33
I.2.2. Choix des angles de détection 37
I.2.3. Analyse des coïncidences γ-γ 39
I.3. DETERMINATION DES SPINS ET DES MELANGES MULTIPOLAIRES (METHODE DCO) 39
I.4. CONCLUSION 42

II. ANALYSE DES MESURES DE VIE MOYENNE 43
II.1. DEFINITIONS 43
II.2. CONDITIONS CINEMATIQUES 43
II.2.1. Minimisation de α 44
II.2.2. Définition de ϕ 44
II.3. METHODE DE L'ATTENUATION DE L'EFFET DOPPLER 45
II.3.1. Ralentissement des ions dans la matière 45
II.3.2. Facteur d'atténuation, forme analytique 47
II.3.3. Etude de la forme de la raie 48
II.4. CAS DES REACTIONS D'EVAPORATION DE PLUSIEURS PARTICULES 49
Références du chapitre 2..... 53

Chapitre 3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX 54
I. LE NOYAU ^{58}Ni 55

II. LES ISOTOPES 56 ET 57 DU FER 61
II.1. LE NOYAU ^{56}Fe 61
II.2. LE NOYAU ^{57}Fe 67

III. LES ISOTOPES 56, 57 ET 58 DU COBALT .....
III.1. LE NOYAU ^{56}Co 67
III.2. LE NOYAU ^{57}Co 73
III.3. LE NOYAU ^{58}Co 80
Références du chapitre 3 83

Chapitre 4 - DESCRIPTION QUALITATIVE DU MECANISME DES REACTIONS .....
I. SELECTIVITE DANS LES VOIES DE SORTIE 85
I.1. FORMATION DU NOYAU COMPOSE 86
I.2. MOMENT LINEAIRE TRANSFERE 86
I.3. FONCTIONS D'EXCITATION 88
I.3.1. Forme des courbes 88
I.3.2. Interprétation des fonctions d'excitation 90
I.3.3. Intérêt des fonctions d'excitation 90

II. SELECTIVITE DES NIVEAUX DE GRAND SPIN 91
II.1. SECTION EFFICACE DE FORMATION DU NOYAU COMPOSE 91
II.1.1. Moment angulaire critique 91
II.1.2. Influence de la voie d'entrée 92
II.2. DESEXCITATION DU NOYAU COMPOSE. LIGNE YRAST. .....
II.2.1. Désexcitation par particules du noyau composé 97
II.2.2. Désexcitation par émission γ du noyau composé 98

III. ALIGNEMENT DES NIVEAUX RESIDUELS 100
Références du chapitre 4 103

Chapitre 5 - DISCUSSION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.....
I. LE MODELE DES COUCHES 104

II. LES MODELES COLLECTIFS 106
II.1. LE MODELE VIBRATIONNEL 106
II.2. LE MODELE ROTATIONNEL 107

III. LES PROBABILITES DE TRANSITION 108

IV. COMPARAISON AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX 109
IV.1. LE NOYAU ^{56}Fe 109
IV.2. LE NOYAU ^{57}Fe 114
IV.3. LE NOYAU ^{58}Ni 116
IV.4. LE NOYAU ^{56}Co 117
IV.5. LE NOYAU ^{57}Co 119
Références du chapitre 5 123

CONCLUSION 126

INTRODUCTION

L'étude des niveaux de haut spin a contribué grandement à la connaissance de la structure des noyaux lourds. En particulier, elle a permis de mettre en évidence l'effet de changement de forme associée aux états de spin élévé pour les noyaux très déformés. Dans la région des noyaux plus légers ($A < 120$), cette étude des niveaux de grand spin est beaucoup plus récente ; elle permet de réaliser une spectroscopie complémentaire de la spectroscopie habituelle (de petis spins). D'autre part, dans un espace de configuration donné, les niveaux de grand spin sont beaucoup moins nombreux et leur description ne nécessite la prise en compte que d'un nombre réduit d'états par rapport aux niveaux de petit spin. Ainsi, dans les calculs du modèle en couches, le niveau 7_1^+ de ^{56}Co est décrit à l'aide d'une seule configuration. Ces remarquables propriétés des niveaux de grand spin rendent plus faciles la comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques et permettent de fixer avec moins d'ambiguité les paramètres des modèles nucléaires. La simplification dans l'interprétation est d'ailleurs plus grande si le mode de peuplement des niveaux de haut spin favorise particulièrement celui (parmi ces niveaux) dont l'énergie d'excitation est la plus faible (pour un spin donné). Cette condition est réalisée dans les réactions de fusion et d'évaporation induites par ions lourds qui apportent un grand moment angulaire.

Dans ce type de réactions, la section efficace de formation du noyau composé domine ; quelques nucléons étant éjectés du système composé, le noyau résiduel se désexcite alors par émission de rayonnement électromagnétique. L'étude de ce rayonnement gamma, dont la théorie est bien connue, permet d'atteindre les grandeurs caractéristiques des niveaux du noyau résiduel en s'affranchissant de toutes les hypothèses relatives, en particulier, à la description quantitative du mécanisme de la réaction. De plus, une conséquence particulièrement intéressante du grand moment angulaire apporté est

le plus fort alignement du noyau résiduel qui permet une analyse plus précise des données expérimentales.

Par spectroscopie gamma sous faisceau, nous avons étudié au cours du travail présent, les niveaux de haut spin des isotopes 56 et 57 du fer, 56, 57 et 58 du Cobalt et 58 du nickel. Lorsque nous avons commencé cette étude, aucune évidence expérimentale et aucune prédiction théorique concernant les niveaux de grand spin de ces noyaux n'étaient disponibles. Ces noyaux possèdent tous la couche $1f_{7/2}$ saturée en neutrons (N = 28) et doivent présenter des propriétés plus facilement interprétables, les particules des couches fermées ne contribuant qu'au potentiel moyen. D'autre part, les niveaux de petit spin de ces noyaux ont été très étudiés tant sur le plan expérimental que sur le plan théorique ; il est donc très instructif de comparer ces résultats à ceux des niveaux de grand spin. Par ailleurs, dans la couche f-p , la forme associée aux noyaux passe d'allongée (prolate) à aplatie (oblate) lorsque le nombre de protons du noyau augmente ; la région de transition est justement constituée par les isotopes du nickel.

La description d'un système par un modèle sera d'autant plus proche de la réalité que ce modèle peut rendre compte d'un plus grand nombre de caractéristiques des niveaux : energie d'excitation, spin, parité, probabilité de transition, moment magnétique, moment quadrupolaire. Surtout pour les niveaux très excités, toutes ces quantités n'ont pas été mesurées ; cependant l'énergie, le spin, la parité et les probabilités de transition constituent à eux-seuls de bons tests pour les fonctions d'onde. En particulier, les probabilités de transition sont un test crucial pour le modèle employé.

Les méthodes expérimentales que nous avons utilisées sont décrites dans le chapitre 1. L'étude préalable des fonctions d'excitation nous a permis de choisir le système cible et projectile et de fixer l'énergie incidente. Les mesures de coïncidences γ-γ et les distributions angulaires γ nous ont permis de construire le schéma des niveaux, de déduire les rapports d'embranchement, les spins et les mélanges multipolaires des niveaux mis en évidence. Par les

méthodes utilisant l'effet Doppler, nous avons mesuré les vies moyennes de quelques niveaux afin de déterminer les probabilités de transition correspondantes.

Dans le deuxième chapitre, les méthodes d'analyse de toutes les données expérimentales sont explicitées. En particulier, les spins (et les mélanges multipolaires éventuels) ont été déterminés par la méthode qui tient compte à la fois des distributions angulaires gamma et des informations déduites des mesures de coïncidences asymétriques γ-γ. Des vies moyennes ont été essentiellement déduites par la méthode de la forme de la raie, l'ensemble de nos résultats expérimentaux est exposé dans le chapitre 3.

Dans le chapitre 4, les aspects qualitatifs du mécanisme des réactions induites par ions lourds sont développés, le rôle majeur joué par la barrière coulombienne et le moment angulaire sur les produits d'évaporation y est mis en relief.

Le dernier chapitre est consacré à la description théorique des résultats expérimentaux à l'aide de calculs récemment publiés.

Chapitre 1

METHODES EXPERIMENTALES

Le présent travail concerne essentiellement l'étude - par spectroscopie γ sous faisceau - des propriétés de quelques noyaux de la couche f-p (Fe, Co, Ni) excités au moyen de réactions induites par ^{16}O, ^{12}C et α.

Cette étude nécessite plusieurs types d'expériences. Il s'agit d'abord d'optimiser la production du noyau à étudier par un choix judicieux de la cible, du projectile et l'énergie incidente (fonction d'excitation) ; ensuite d'établir le schéma des niveaux par des expériences de coïncidences $\gamma - \gamma$ car dans ces réactions plusieurs particules sont émises et les expériences de coïncidences particules-γ sont peu indiquées . Les informations déduites des expériences précédentes sont complétées par l'étude de la variation de l'intensité du rayonnement γ en fonction de l'angle d'observation (distributions angulaires) pour déduire les spins et les mélanges multipolaires. Enfin, les mesures de vie moyenne de chacun des niveaux mis en évidence permettent d'atteindre les probabilités de transitions électromagnétiques qui sont des quantités importantes pour la comparaison avec les modèles théoriques.

Dans ce chapitre, nous décrirons d'abord les techniques expérimentales relatives aux faisceaux utilisés, aux cibles et aux détecteurs, qui sont communes aux différentes mesures effectuées, avant de décrire les techniques particulières à chaque mesure.

I. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

I.1 *Les faisceaux d'ions*

Les faisceaux d'ions -essentiellement ^{16}O, ^{12}C, et ^{4}He plusieurs fois

ionisés - nous ont été fournis par l'accélérateur électrostatique Tandem Van de Graaff de type FN du DPh-N/BE de Saclay. La tension maximale à laquelle peut être porté cet accélérateur est de 8,5 MV , avec une résolution en énergie du faisceau délivré meilleure que 0,1 %.

Le faisceau analysé par l'électroaimant à 90° du Tandem est dirigé dans l'extension 30° gauche [De 75]. Un premier doublet quadrupolaire (magnétique) donne une image qui devient l'objet d'un deuxième doublet (électrostatique). Cet objet est défini par des lèvres en tantale et se trouve à 15 mètres de la lentille électrostatique ; celle-ci donne une image sur la cible à une distance relativement courte : 1,70 mètre. Dans ces conditions :

- L'image sur la cible est toujours fixe puisque l'objet est fixe et que la rapport distance image/distance objet est très petit ($\simeq$ 0,11) ;

- Le grandissement de ce système étant faible ($G_{vertical}$ = 0,3, $G_{horizontal}$ = 0,03) l'image est de petites dimensions ; les traces sur la cible sont $\lesssim$ 2mm.

- Aucun diaphragme n'est utilisé devant la cible, d'où minimisation du bruit de fond parasite ;

- Dans le cas de variation de position du faisceau au niveau de l'analyse à l'aimant 90°, il n'y a pas de déplacement sur la cible ; seule l'intensité peut varier.

L'ensemble de cette extension est aligné à ± 0,3 mm ; l'optique a été étudiée à l'aide du programme OPTIC [De 75]. Un "beam catcher" a été installé (à environ 4 mètres de la cible) dans le cas de cibles minces traversées par un faisceau. Nous n'avons constaté aucun bruit de fond génant provenant de ce montage.

Si la précision sur l'énergie des faisceaux fournis par le Tandem FN n'est pas primordiale pour les expériences décrites ici, par contre, la grande facilité d'obtention de faisceaux d'énergies différentes a assuré le succès de ces mêmes expériences.

I.2 *Les cibles*

Nous avons utilisé des cibles de ^{50}Cr, ^{48}Ti, ^{54}Fe, et ^{56}Fe. Les mesures qui exigeaient l'utilisation de cibles minces ont été faites avec des dépôts évaporés sur de petits disques (20 mm de diamètre) épais (1 mm d'épaisseur) de tantale. L'épaisseur des cibles est de l'ordre de 200 $\mu g/cm^2$. Les mesures qui nécessitaient l'utilisation de cibles épaisses ont été effectuées avec des cibles directement fixées sur le même type de support que précédemment. Ceux-ci assurant eux-mêmes l'étancheité au vide, les détecteurs peuvent être rapprochés, si besoin est, jusqu'à 3 cm du point d'impact du faisceau sur la cible. Les cibles étant inclinées à 45° par rapport à la direction du faisceau, l'atténuation des rayonnements γ reste quasi-constante (en première approximation) à tous les angles d'observation compris entre 0° et 90°. Dans tous les cas, les cibles étaient isotopiquement pures à plus de 99 %.

I.3 *Les détecteurs*

Nous avons utilisé des détecteurs au germanium compensé au lithium (Ge(Li)), de 80 cm^3 environ de volume utile, de résolution en énergie (largeur à mi-hauteur) de l'ordre de 2,8 keV pour des rayonnements γ d'énergie 1,332 MeV et d'efficacité (par rapport à un détecteur NaI de 7,5 cm × 7,5 cm) de 10 à 20 % suivant le détecteur.

Les qualités requises pour le détecteur (bonne résolution et bonne efficacité) sont essentielles dans le type d'expériences entreprises ici; le nombre de raies dans les spectres étant très important ($\gtrsim 100$) (fig. 1), elles permettent de séparer des pics d'énergies voisines ; elles favorisent l'extraction d'un pic du fond Compton et rendent plus significatives les formes des pics. La technologie des diodes Ge(Li) évoluant rapidement, il semble possible de disposer dès maintenant de diodes très performantes (efficacité $\geq$ 20 %, résolution $\leq$ 2 keV) qui permettraient d'obtenir des résultats expérimentaux beaucoup plus précis.

Cependant, ces détecteurs restent très fragiles ; en particulier, un flux de neutrons trop important ($\simeq 10^9$ neutrons/cm^2/s) détériore très rapidement leurs qualités par modification de leur réseau cristallin. Avec les faisceaux de ^{12}C et ^{16}O, les sections efficaces de production de neutrons restent relativement faibles et il n'a pas été nécessaire de prendre des précautions

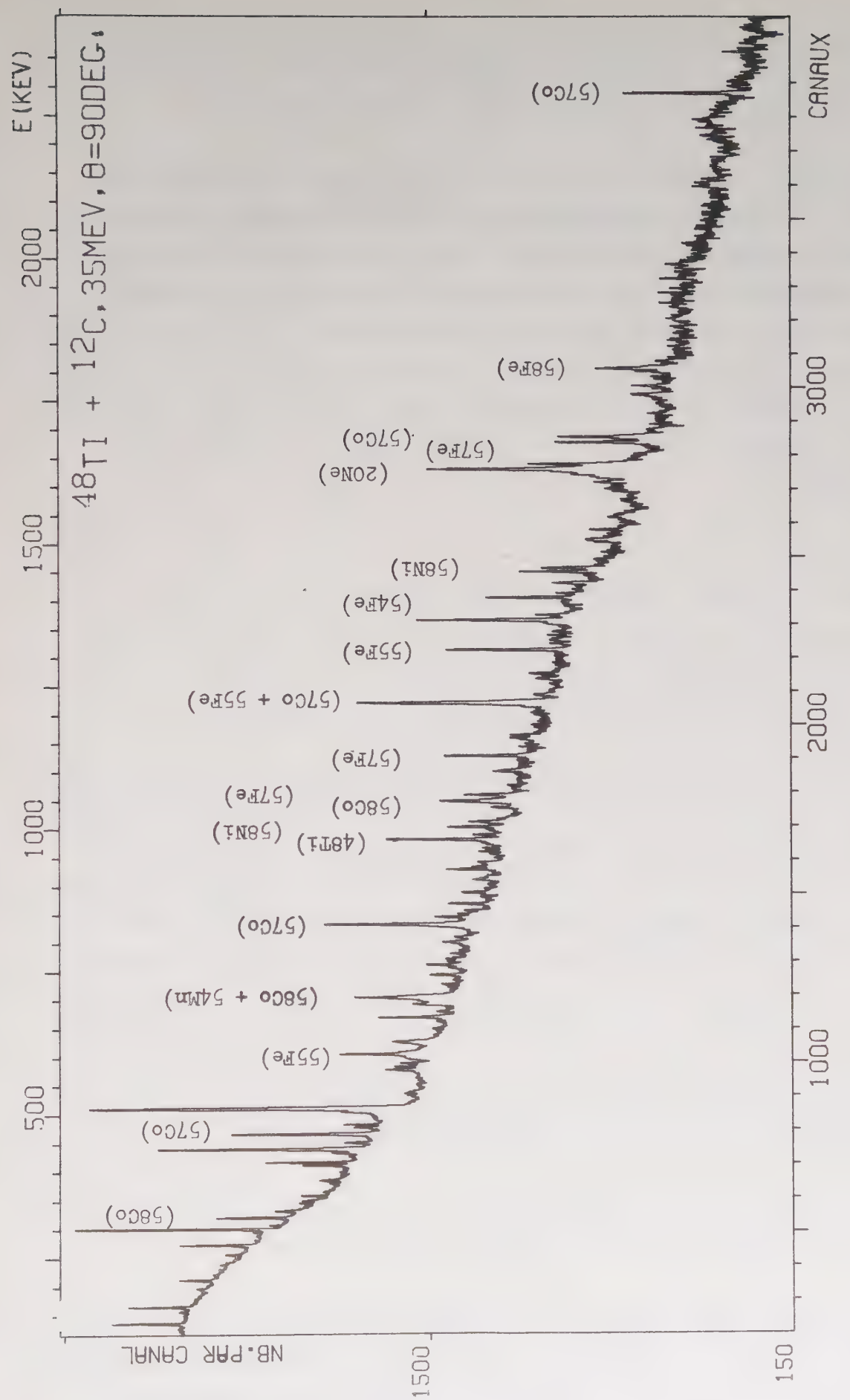


Fig. 1a. Spectre des rayonnements γ produits dans $^{48}Ti + ^{12}C$ à 35 MeV ($\theta_\gamma = 90°$).

particulières. Par contre, avec le faisceau de particules α, le flux de neutrons et le taux de comptage deviennent prohibitifs et nous avons dû limiter l'intensité du faisceau incident à quelques nanoampères.

La réponse des détecteurs Ge(Li) aux rayonnements γ de différentes énergies a été mesurée expérimentalement au moyen de sources radioactives de schéma de désexcitation bien connu. Nous avons utilisé des sources de ^{152}Eu (période $\sim$ 12 ans) qui fournissent des rayonnements γ d'énergies comprises entre 120 keV et 1410 keV et des sources de ^{56}Co (période 72 jours et 511 keV $\lesssim E_\gamma \lesssim$ 3548 keV). La figure 2 montre une courbe d'efficacité typique ; l'atténuation observée pour les énergies inférieures à 300 keV est due principalement à l'épaisseur du matériau traversé (tantale) par les rayonnements γ.

I.4 *Acquisition des données*

Lors de l'enregistrement de spectres libres (non soumis à des conditions particulières comme les coïncidences), la chaîne d'analyse comprenait, outre le détecteur Ge(Li), un préamplificateur de charges, un amplificateur, un convertisseur analogique-digital et une unité de mémorisation.

Nous avons utilisé deux types de préamplificateurs et d'amplificateurs. Tout d'abord, la chaîne Tennelec composée du préamplificateur type TC 161 A et de l'amplificateur type TC 205, qui admet des taux de comptage élevés grâce à la forme unipolaire des signaux délivrés et au dispositif de restitution du niveau de base. Le gain global de cette chaîne reste constant quel que soit le taux de comptage, mais nous avons constaté des déplacements relatifs (translation de tout le spectre) de l'ordre de 5×10^{-4}. Par la suite, nous avons utilisé un préamplificateur (De 76) et un amplificateur (De 70) construits au DPh-N/BE. Les signaux étant bipolaires, nous n'avons pas constaté de variations de niveau zéro, mais la résolution globale est légèrement détériorée ($\lesssim$ 10 %) par rapport à la chaîne Tennelec.

Le convertisseur analogique-digital a une capacité d'adresse de 8 K canaux ce qui implique un temps d'analyse maximal de 100 µs.

L'unité de mémorisation et de visualisation était soit un bloc mémoire de 4 K, soit un calculateur Varian 620 I. Lorsque le stockage des informations était réalisé dans le bloc mémoire, chaque spectre était transféré direc-

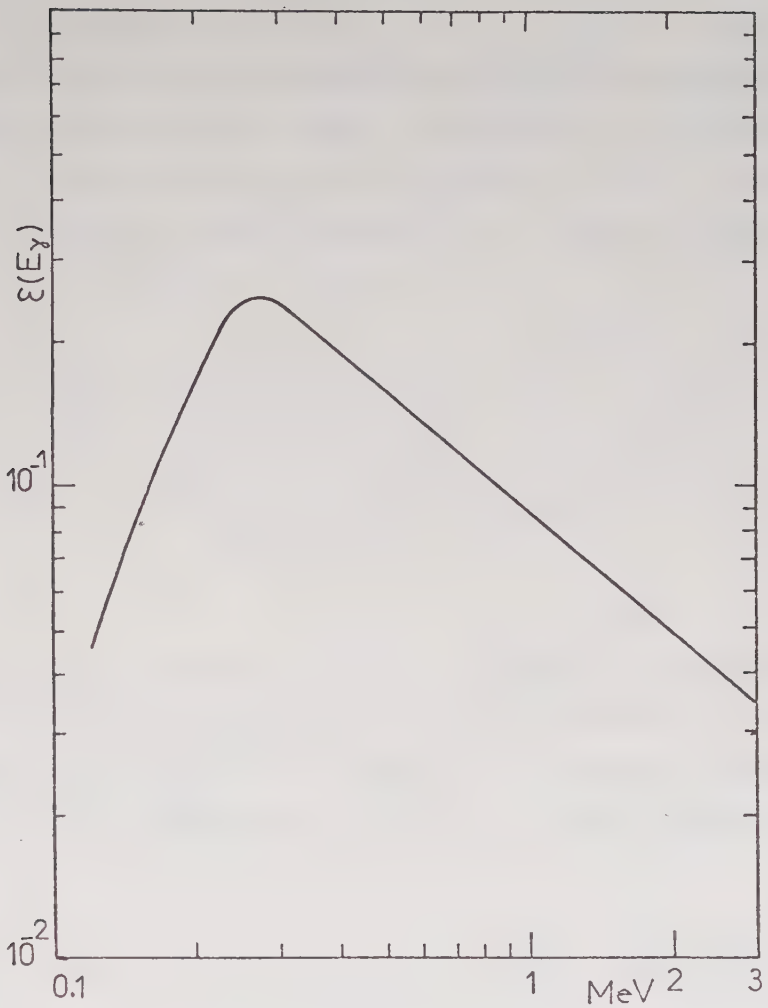


Fig. 2. Courbe d'efficacité relative d'un des détecteurs Ge(Li) utilisés dans nos conditions expérimentales.

tement dans le calculateur. Celui-ci permet de faire toutes les opérations de contrôle [Ag 73] (identification des pics, mesure de la résolution en énergie, intégration des pics avec soustraction de fond, etc.) grâce à de nombreux programmes appelés par interruption. L'emploi de toutes ces fonctions s'est révélé d'une très grande souplesse.

La transmission des informations numériques entre les calculateurs Varian et CII 10020 du DPh-N/BE a été assurée grâce à une liaison par émetteur-récepteur [Pa 71]. Les spectres sont rangés (avec un titre et un ensemble de données) sur une bande magnétique du calculateur CII 10020, de façon à être relus et traités au moyen de programmes élaborés. Le système qui existe actuellement sur ce dernier calculateur permet, en particulier, un traitement partiel automatique d'un grand nombre de spectres en suivant tous les pics sur l'unité de visualisation [Fo 72] des tracés avec des graduations en canaux et en énergies, et l'extraction d'un nombre reduit de pics dans une série de spectres.

I.5 *Réduction des données*

Le traitement des spectres peut être fait sur le calculateur CII 10020, cependant nous avons surtout utilisé des programmes qui sont beaucoup mieux adaptés au traitement de spectres γ (TIZZY [Mi 68] et SAMPO [Ro 68]) et qui sont en exploitation sur les gros calculateurs de Saclay (IBM 360-91 et CDC 7600).

Les deux programmes cités plus haut sont d'une utilisation très commode car ils peuvent faire la recherche automatique de pics. Ceci est un avantage considérable car de très nombreuses raies γ doivent être traitées dans chaque expérience. En fait, il arrive souvent que ces programmes qui prennent des formes de raies standard (gaussienne de largeur variable pour TIZZY et forme dissymétrique pour SAMPO) soient mis en défaut, car, précisément dans un spectre γ sous faisceau, les formes des raies sont variables (effet Doppler) ; il est nécessaire de vérifier de façon critique les résultats de ces calculs.

Alors que l'énergie des raies γ peut être évaluée souvent à mieux que 0,2 keV, l'incertitude sur l'aire de chaque pic dépend surtout de la soustraction du fond et de la position du pic dans le spectre (présence ou non de contaminants, multiplets) ; elle est de l'ordre de 5 % en général, mais

peut atteindre 15 ou 20 % dans le cas où l'extraction du pic est très délicate.

II. CHOIX DE LA REACTION

Plusieurs critères interviennent dans le choix de la réaction utilisée pour la production du noyau à étudier. La disponibilité des cibles et des projectiles mise à part, le type de niveaux que l'on veut exciter doit être considéré. En particulier, les niveaux de haut spin sont produits dans les réactions où un grand moment angulaire est apporté, c'est-à-dire dans les réactions induites par ions lourds ($A \geq 4$).

Cependant, avec un projectile lourd, le nombre de voies de sortie est généralement important et les spectres sont très complexes. La section efficace totale se répartit entre toutes les voies de sortie possibles et aucune n'est sensiblement favorisée si l'on n'a pas choisi correctement l'énergie incidente.

Dans la région de masse A = 60, nous observons surtout l'émission de deux particules ou plus (voir chapitre 4). En choisissant une énergie incidente proche de la barrière coulombienne de la voie d'entrée, l'émission de deux particules est favorisée (2n, 2p, ou pn) par rapport à l'émission de trois particules, le nombre de voies de sortie est ainsi réduit, permettant d'atteindre quelques noyaux particuliers. Après une série d'essais avec différents cibles et faisceaux, toutes ces considérations nous ont conduit à utiliser surtout des faisceaux de ^{12}C et des particules α.

III. CHOIX DE L'ENERGIE INCIDENTE : FONCTIONS D'EXCITATION

La variation de l'intensité de quelques raies γ connues comme appartenant au noyau à étudier, en fonction de l'énergie incidente, permet de déduire l'énergie optimale de production de ce noyau. Cependant, la comparaison des intensités des raies γ produites à différentes énergies dépend de l'angle de détection et nécessite la connaissance du facteur de normalisation.

III. 1. *Angle de détection*

Les mesures des fonctions d'excitation ont été faites à l'aide d'un

détecteur Ge(Li) placé à 55° par rapport au faisceau incident. A cet angle (le polynôme de Legendre d'ordre 2 s'annule) l'intensité mesurée est proportionnelle (avec une bonne approximation) à la section efficace de production. Toutefois, des mesures à un autre angle (90°) ont été quelquefois effectuées pour vérifier si les multiplets observés étaient dus ou non à l'effet Doppler.

III. 2 *Facteur de normalisation*

Les mesures effectuées à différentes énergies ont été normalisées par rapport aux mêmes nombres de noyaux cibles et de projectiles. Dans le cas des expériences avec le faisceau de particules α, la normalisation a été faite par rapport à une charge totale incidente constante. Dans le cas des expériences avec le faisceau de ^{12}C et des cibles minces évaporées sur du tantale, nos mesures ont été normalisées par rapport à la raie 301 keV de ^{181}Ta excitée de façon purement coulombienne. La section efficace de production de cette raie a été calculée au moyen du code DIRECK [Mi 69] qui, tenant compte en particulier du ralentissement des ions lourds dans le tantale, considère toute la gamme d'énergie qui contribue à l'interaction électromagnétique.

Des mesures répétées en début et en fin d'expérience, nous ont montré que l'épaisseur des cibles reste pratiquement constante (à 1 % près) ;l'intensité des faisceaux utilisés était de l'ordre de 10 nA.

III. 3 *Validité des raies de référence*

Les raies de référence prises pour identifier un noyau doivent être réellement significatives de ce noyau ; il est nécessaire de s'assurer que ce même noyau n'est pas alimenté également par radioactivité (par exemple $^{56}Co \xrightarrow{\beta^+} {}^{56}Fe$). Les filiations radioactives sont en général bien connues [Nu 73, Le 67] et une étude attentive du spectre permet de déceler la présence du noyau radioactif ; s'il s'agit d'une décroissance radioactive de période longue (supérieure à quelques secondes) , un spectre réalisé après arrêt du faisceau incident, permet de la mettre en évidence.

III. 4 *Pas en énergie*

Les mesures de fonctions d'excitation ont été faites entre 14 et 24 MeV pour les particules α, entre 26 et 48 MeV ou 58 MeV pour les ions ^{12}C par pas de

2 MeV ou de 4 MeV suivant le cas. Ce pas en énergie n'est pas trop grand car, seules, des variations lentes des intensités sont attendues dans ce type de réactions.

Les raies prises comme références pour identifier un noyau donné désexcitent des niveaux de faible énergie ; les niveaux plus excités sont mieux peuplés avec des énergies incidentes plus grandes. Nous avons fixé finalement l'énergie incidente à quelques MeV (≏ 4 MeV) au-dessus de la valeur de l'énergie qui donne le maximum de rendement pour les premiers niveaux excités. Le choix de cette énergie est limité d'autre part, par l'énergie maximum permise par l'accélérateur.

Lorsque nous nous sommes intéressés uniquement aux noyaux formés avec une grande section efficace, la durée des mesures de fonctions d'excitation était de l'ordre de 30 m . Au contraire, lorsqu'une information spectroscopique était également recherchée, les mesures ont été plus longues (2 heures), de façon à produire les niveaux plus excités en énergie , donc de section efficace plus faible, avec une bonne statistique.

IV. ETABLISSEMENT DU SCHEMA DES NIVEAUX

Deux types de mesures sont nécessaires pour l'établissement du schéma des niveaux. Les mesures de coïncidences permettent seulement de mettre en évidence les transitions appartenant à une même cascade. La séquence des niveaux est déduite de la comparaison des intensités des raies γ dans un spectre non soumis aux conditions de coïncidences. Dans une même cascade ces intensités doivent décroître à mesure que l'énergie d'excitation des niveaux emetteurs augmente.

IV. 1 *Mise en évidence des transitions en cascade : coïncidences*

Les réactions considérées ici procédent essentiellement par évaporation de plusieurs particules dont la distribution en énergie est monotone. Les mesures de coïncidences particules-γ n'étant pas indiquées pour le but poursuivi ici, nous avons effectué des mesures de coïncidences γ-γ. Pour cela, l'utilisation de deux détecteurs de bonne efficacité et de bonne résolution est indispensable. De par leur grande résolution, les détecteurs Ge(Li) rendent les mesures de coïncidences γ-γ significatives.

IV. 1-1 *Choix des angles de détection*

Nous avons placé les deux détecteurs Ge(Li), de 2,8 keV de résolu-

tion (à 1,33 MeV) et de 10 % d'efficacité, à 10 cm environ de la cible et à 0° et 90° par rapport au faisceau incident.

La géométrie choisie offre plusieurs avantages (voir chapitre 2) : elle constitue une mesure directe d'un point de la fonction de corrélation entre les différents γ observés, elle permet également de déduire des informations sur la vie moyenne des niveaux mis en évidence.

Lors du processus de détection d'un photon dans une diode Ge(Li), l'absorption de ce photon n'est pas toujours totale et une partie importante du rayonnement peut être diffusée dans l'espace ; détecté par la seconde diode Ge(Li), il donnerait lieu à des coïncidences "non physiques". Une protection de plomb d'épaisseur suffisante ($\sim$ 5 cm) réduit considérablement l'éventualité de ce phénomène.

IV. 1-2 *Dispositif électronique*

La difficulté principale des mesures de coïncidences γ-γ provient du fait que la résolution en temps est dégradée par le type d'impulsions délivrées par les diodes Ge(Li). En effet, le temps de montée de l'impulsion à la sortie du préamplificateur, dépend du point d'impact des photons.

Le circuit de coïncidences utilisé était du type lent-rapide [Pi 74]. La prise de temps a été faite sur le front de montée de l'impulsion rapide en utilisant la technique d'extrapolation [Fo 68] qui suppose une montée linéaire de l'impulsion. Cette technique nous a permis d'obtenir une distribution symétrique du spectre de temps ; la résolution -qui dépend de façon critique du temps de collection des charges dans chaque diode- était de l'ordre de 30 ns (largeur à mi-hauteur) pour une gamme d'énergie de 200 à 2500 keV.

Après codage, chaque évènement donne lieu à trois informations : deux informations spectroscopiques E_1 et E_2 (codées sur 13 bits) et une information temporelle (codée sur 8 bits). Un registre de regroupement transmet les trois informations numériques à un aiguilleur qui assure le découpage en trois séquences numérotées. Le mélange de mots triparamétriques est évité grâce à une mémoire tampon qui bloque l'aiguilleur tant que les trois séquences n'ont pas été extraites.

Par la suite, toutes les fonctions après codage en numérique ont été

assurées simultanément à l'aide du système d'acquisition et de traitement d'informations numériques (MATIN 16) mis au point au DPh-N/BE [Af 76].

Les informations individuelles sont enregistrées sur des bandes magnétiques du calculateur 620 I (Varian) , chaque spectre est visualisé simultanément de façon à permettre un contrôle de l'expérience. Des limites numériques prises dans le spectre de temps permettent de marquer les coincidences fortuites.

Les instabilités de la chaîne électronique (1 à 3 canaux sur 8192) sont dues uniquement à un décalage du niveau de base ; elles sont donc faciles à corriger par une translation faite sur un enregistrement partiel (3 à 5 % de l'expérience) au moment du traitement des informations numériques.

IV. 1-3 *Réduction des données*

Le traitement de toutes les données a été effectué sur le calculateur CII 10020 du DPh-N/BE. Une expérience donnant un nombre acceptable de coïncidences γ-γ utiles contient au moins 10^8 évènements enregistrés, occupant 25 à 30 bandes magnétiques. Le nombre de spectres à extraire, quelquefois longtemps après l'expérience, étant très grand (plusieurs centaines) il est exclu de conserver les bandes d'informations individuelles. Une matrice a donc été construite, ses lignes ont été rangées bout à bout sur une bande magnétique (place dans la ligne en poids faibles ; numéro de ligne en poids forts). Vu la gamme d'énergie explorée et la longueur maximale par canal, la longueur d'une ligne est de 2048 canaux (4096 serait souhaitable) et le nombre de lignes (nombre de canaux en poids forts) au moins de 2000.

La place disponible sur le disque n'étant que de 512 K (512 × 1024), nous avons utilisé 7 à 9 matrices de 2048 × 256 à partir desquelles les projections sur les poids faibles et les poids forts ont été réalisées. Pour cela deux méthodes ont été utilisées.

Les matrices ont d'abord été préparées directement sur disque [Lu 72 et Va 73] en rangeant en priorité les régions contenant le plus d'évènements, de manière à réduire le temps de recherche sur le disque. Cependant, dans nos expériences, les évènements sont répartis de façon monotone et la recherche sur le disque rend abusivement long le temps de réalisation des matrices.

Un autre programme [P1 76] a donc été écrit en vue de préparer directement sur bande magnétique une grande matrice dont une partie (512 K) est reportée sur disque pour exploitation. Le principe consiste à définir N régions de la matrice dont le nombre de mots est celui qui est disponible en mémoire pour y répartir les évènements individuels relevant d'une seule de ces régions. Le disque est alors utilisé pour classer provisoirement les 512 K évènements individuels qu'il peut contenir, de manière que l'on puisse retrouver ceux qui appartiennent à chacune des N régions. Les évènements sont alors recherchés sur le disque, région par région (en commençant par les poids forts les plus bas), répartis en mémoire et le résultat est écrit sur bande (après l'avoir éventuellement additionné au résultat antérieur relu sur une autre bande). Le classement provisoire sur disque est réalisé par l'intermédiaire d'un classement en mémoire entre des cellules de 180 mots (un secteur du disque) correspondant chacune à une des N sous-matrices (le nombre N est imposé par le nombre de mots disponibles en mémoire pour cette opération). Quand une cellule est complète, son contenu est transféré sur le disque, puis remis à zéro. L'adresse du transfert sur disque est gardée en mémoire et est transférée avec la cellule suivante d'évènements destinés à la même sous-matrice. Ainsi, à partir de la dernière cellule transférée sur disque, les précédentes peuvent être retrouvées.

Avec le système CII 10020, tel qu'il existe actuellement, le nombre de mots de chaque sous-matrice est de 17 280 (6 pistes du disque) et le nombre des sous-matrices est de 100, ce qui permet une matrice de 2048 (poids faibles) × 843 (poids forts). Le temps de traitement d'une bande est inférieur au temps d'acquisition correspondant.

La construction de plusieurs grandes matrices sur bande est donc nécessaire pour répondre aux exigences de l'expérience. Une augmentation de mémoire permettra d'augmenter la dimension et le nombre de sous-matrices et, par conséquent, de ne réaliser qu'une seule grande matrice sur bande magnétique.

La représentation matricielle permet de déduire le spectre des évènements associés sur l'une des voies lorsqu'une bande d'énergie a été sélectionnée sur l'autre voie. La diffusion Compton étant importante, il faut soustraire les évènements qui lui sont associés dans le spectre projeté.

Pour cela, nous avons pris des bandes d'énergie aussi proches que possible de la raie γ dont on veut déduire le spectre en coïncidence,et soustrait les évènements correspondants. Donc, pour chaque raie, quatre spectres correspondant à trois bandes d'énergie sont engendrés : deux spectres associés à la raie γ d'énergie E et deux spectres associés au fond Compton (énergies inférieures et supérieures à E). Un exemple de ces spectres est montré sur la figure 3. Cette figure montre aussi la grande spécificité - due à la résolution en énergie des détecteurs Ge(Li) - des mesures de coïncidences γ-γ : à des bandes d'énergies voisines sont associés des spectres très différents.

Ces mesures nécessitent un temps d'expérience long (quatre jours pour une seule paire d'angles) et un travail de réduction de données considérable ; il n'est pas raisonnable d'envisager d'effectuer d'autres mesures à plusieurs angles différents (corrélations angulaires).

IV. 2 *Séquence des niveaux*

Après avoir déterminé les cascades de désexcitation γ du (ou des) noyau(x) considéré(s), par l'étude des spectres associés à chacune des raies observées, la séquence des transitions est déduite de la mesure des intensités relatives de ces transitions à 55° du faisceau incident.

Tous les schémas de désexcitation proposés dans ce travail tiennent compte de rayonnement γ d'énergies comprises entre 200 keV et 2500 keV. La limite supérieure est imposée surtout par la faible efficacité des détecteurs Ge(Li) au-delà de cette énergie, tandis que la limite inférieure est due à la détérioration rapide de la résolution en temps des mesures en coïncidence lorsque des rayonnements d'énergie plus faible sont pris en compte. Dans les enregistrements en libre, cette limite inférieure est de l'ordre de 50 keV dans nos conditions expérimentales.

V. MESURES DE DISTRIBUTIONS ANGULAIRES.

Ces mesures sont entreprises pour préciser les propriétés, déjà déterminées par les mesures de coïncidences, des rayonnements électromagnétiques. Elles consistent à étudier les variations des intensités de ces rayonnements en fonction de l'angle d'émission.

Ces mesures sont réalisées en cible mince (200 $\mu g/cm^2$) déposée sur un

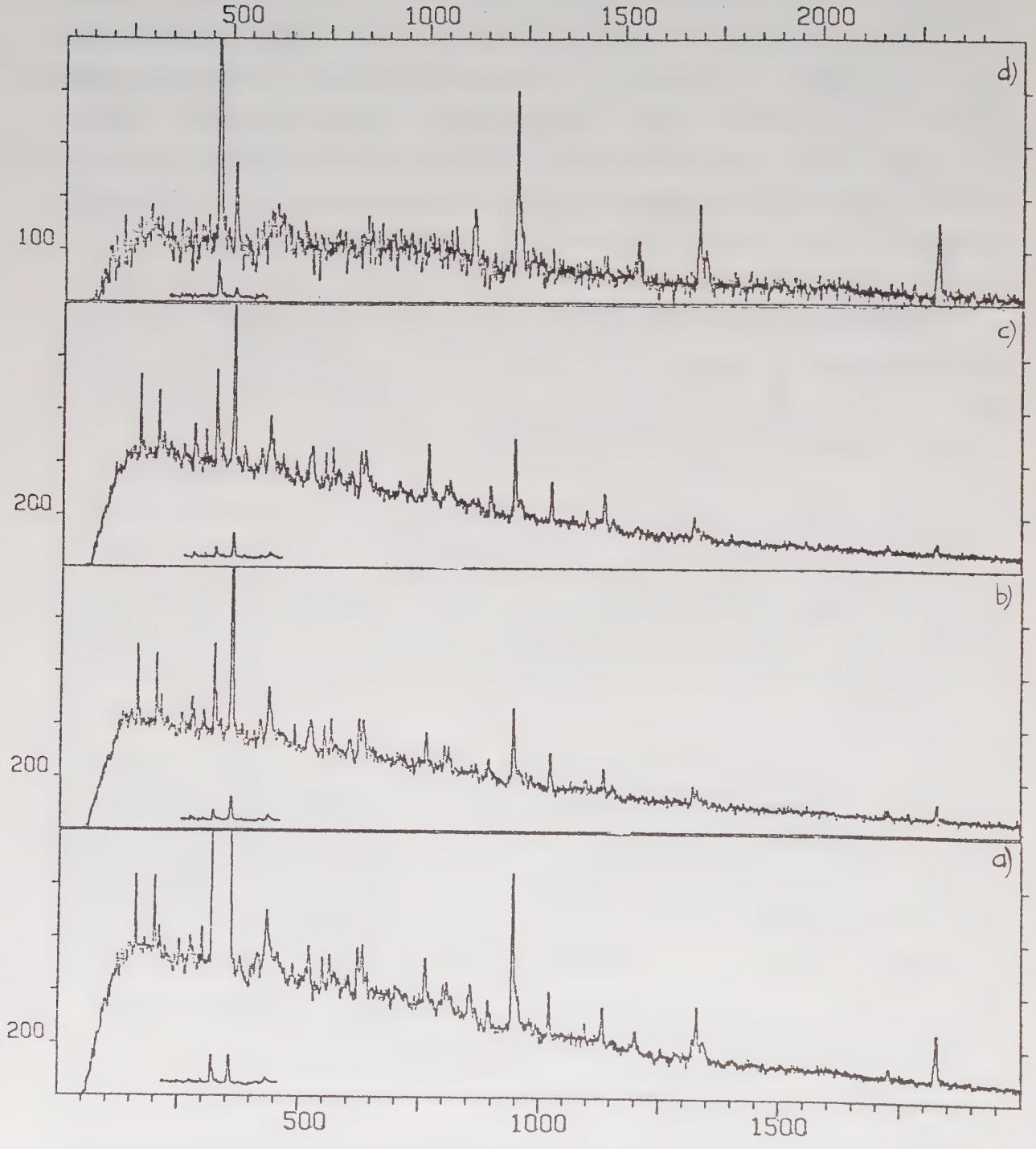


Fig. 3. Projection à 0° des spectres associés à la raie 834 keV de ^{57}Co,
a) spectre sans soustraction du fond associé. b) et c) spectres associés aux fenêtres latérales hautes et basses énergies,
d) spectre résultant montrant les différentes raies en coincidence avec la raie 834 keV.

matériau lourd (tantale). Il est nécessaire de s'assurer que la distance cible-détecteur reste constante à tous les angles d'observation et de connaître l'absorption des rayonnements γ.

V. 1 *Angles de détection*

Grâce à la symétrie autour du faisceau incident et à la symétrie par rapport au plan perpendiculaire à ce même faisceau, les mesures de distributions angulaires γ ont été faites seulement dans le plan horizontal entre 0° et 90°. Les angles de détection que nous avons choisis sont 0°, 30°, 55°, 75° et 90°. Le détecteur Ge(Li) était placé à 10 cm, au moins, de la cible, ce qui assure une définition angulaire suffisante malgré les dimensions finies du détecteur.

V. 2 *Facteur d'efficacité*

Les rayonnements γ émis subissent une atténuation différente suivant l'épaisseur de matière traversée à chaque angle d'observation. Nous avons tenu compte de cet effet, en même temps que celui relatif à l'efficacité propre du détecteur, en déterminant expérimentalement la réponse du détecteur à des rayonnements γ, d'énergie et d'intensité connues, fournis par des sources radioactives mises à la place de la cible.

V. 3 *Facteur d'anisotropie géométrique*

Pendant toutes ces mesures, la distance entre la cible et le détecteur doit rester constante. L'impact du faisceau sur la cible est très petit en comparaison de la distance cible-détecteur et la variation de sa position ne dépasse jamais 2 mm. Les facteurs de correction géométrique ont été déterminés au moyen de sources radioactives (^{152}Eu et ^{56}Co), de période longue devant le temps de mesure (constant).

V. 4 *Facteur de normalisation*

Les mesures ont été faites dans les mêmes conditions de cible et d'intensité intégrée du faisceau. Pour cela, nous avons utilisé deux méthodes :

. Un second détecteur, placé à angle fixe (90°), a servi à la normalisation Toutefois, nous avons dû effectuer des corrections de temps mort, celui-ci pouvant affecter différemment les deux chaînes d'analyse des détecteurs fixe et mobile.

. Lorsque la raie 301 keV de ^{181}Ta était produite entièrement par excitation

coulombienne (énergie du faisceau de l'ordre de 0,8 × la barrière coulombienne), nous l'avons utilisée aussi pour la normalisation des points expérimentaux.

V. 5 *Réduction des données*

Lorsqu'elles sont valablement extraites (statistique suffisante, raies non perturbées par des décroissances radioactives d'autres noyaux ou par des réactions parasites), les distributions angulaires $W(\Theta)$ sont développées en polynômes de Legendre $P_K(\cos\theta)$ sous la forme :

$$W(\theta) = \sum_k A_k^{exp} P_k(\cos\theta)$$

$k(\leqslant 4)$ étant un nombre entier pair (symétrie par rapport à 90°). Chaque coefficient A_k^{exp} est entaché d'une incertitude ΔA_k^{exp} .

En résumé, toutes les mesures - fonctions d'excitation, coïncidences γ-γ, distributions angulaires γ - sont entreprises dans le but de : i) produire, avec une bonne section efficace, les niveaux excités des noyaux à étudier, ii) déduire les propriétés (énergie, spin) de ces niveaux grâce à l'étude de leurs rayonnements γ de désexcitation.

VI. MESURES DE VIES MOYENNES PAR EFFET DOPPLER

Après la réaction, le noyau de recul se désexcite par émission de rayonnement tout en conservant une énergie cinétique. L'énergie observée du rayonnement γ dépend de la vitesse v du noyau de recul au moment de son émission, cette énergie dépend donc des propriétés du milieu ralentisseur et de la vie moyenne τ du niveau émetteur γ. L'ordre de grandeur de v et de τ fixe la méthode expérimentale qui peut être utilisée pour la détermination des vies moyennes.

Nous avons utilisé la méthode dite du "parcours de recul" et la méthode de l'atténuation de l'effet Doppler [Ro 74].

VI. 1 *Méthode du parcours de recul*

Le principe (fig. 4a) consiste à faire varier la distance D entre la cible et la surface parfaitement plane d'un matériau lourd (Au, Ta) destiné à arrêter instantanément les noyaux de recul, ceux-ci se déplaçant à une vitesse constante entre la cible et le stoppeur. Les intensités des rayon-

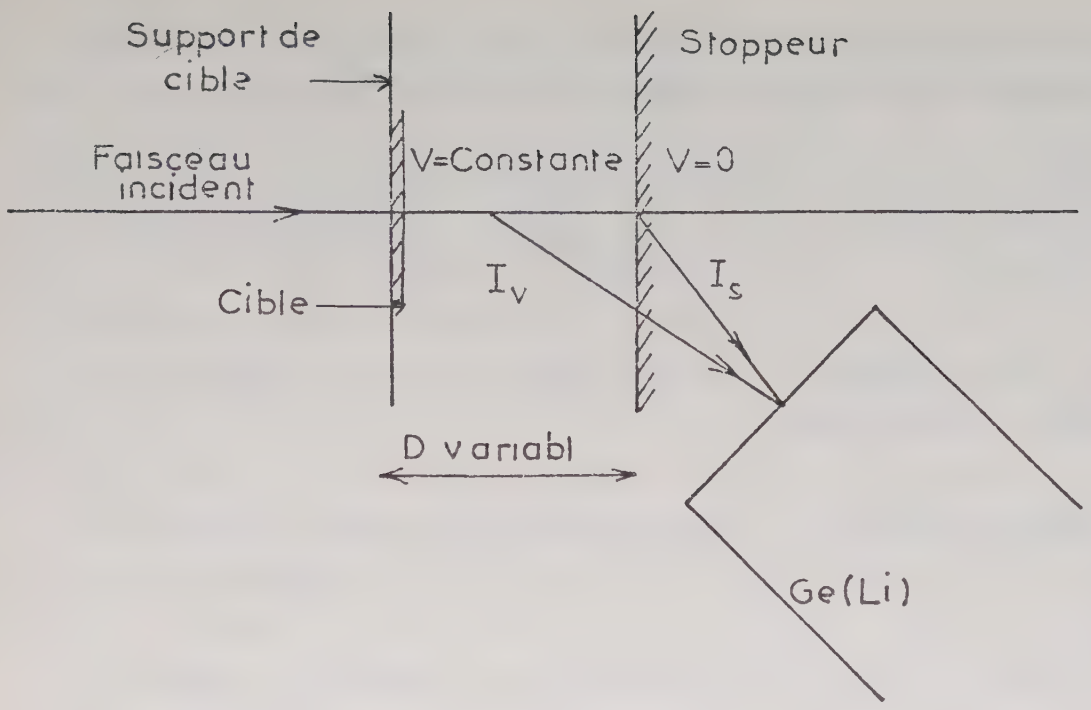


Fig. 4a. Méthode du parcours de recul. Après formation, les noyaux de recul de vitesse constante, se désexcitent par émission γ ; le temps d'arrêt dans le stoppeur est beaucoup plus faible que la durée de vie à mesurer.

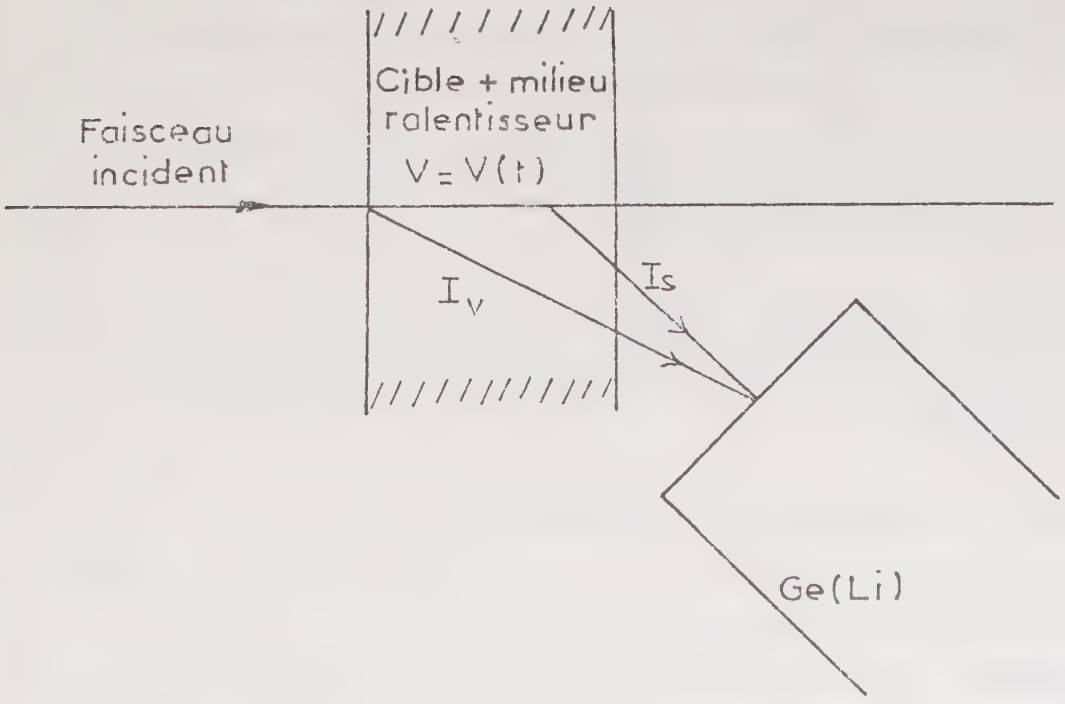


Fig. 4b. Méthode de l'atténuation de l'effet Doppler. Les énergies γ détectées sont fonctions de la vie moyenne du niveau émetteur et de la vitesse (variable) du noyau de recul dans le milieu ralentisseur.

nements γ émis en vol (I_v) et à l'arrêt (I_s) sont fonction de la distance D, de la vitesse v et de la vie moyenne τ du niveau emetteur γ.

La vitesse v ne prend ici que deux valeurs : i) elle peut être égale à la vitesse initiale : dans ce cas nous observons le déplacement Doppler maximal (composante I_v présente seulement) ; ii) elle peut-être nulle, dans ce cas il n'y a pas d'effet Doppler (composante I_s présente seulement). En général, pour chaque raie γ, les deux composantes sont observées et leur rapport varie en fonction de D.

La principale difficulté de ces mesures provient de la détermination des distances D. Nous avons utilisé le dispositif mis au point au laboratoire [De 71]. La cible, déposée sur une feuille d'or de 0,5 mg/cm^2, est tendue par simple pression entre deux bagues ; les distances D peuvent varier par pas de 1 µm jusqu'à 8 mm ; le point D = 0 et la linéarité du dispositif ont été vérifiés par des mesures de capacité électrique entre la cible et le stoppeur.

En considérant des vitesses v/c de l'ordre de 0,01 et en prenant une valeur limite pour D en deçà de laquelle les rayonnements γ sont émis en vol ($I_s = 0$) supérieure ou égale à 10 µm, notre montage expérimental permet d'étudier des vies moyennes comprises entre 3 ps et 2 ns. En fait, la limite de 3 ps est également fixée par le temps de ralentissement ($\sim$ 0,5 ps) du noyau de recul dans le stoppeur : ce temps doit, en effet, être faible par rapport à la vie moyenne à mesurer.

Les niveaux étudiés dans ce travail ont une vie moyenne τ inférieure à 3 ps et la méthode du parcours de recul a seulement permis de déduire des ordres de grandeur pour τ.

VI. 2 *Méthode de l'atténuation de l'effet Doppler*

Dans cette méthode (figure 4b), le noyau de recul subit un ralentissement dans un milieu, et sa vitesse v n'est plus constante. La forme et la position des raies dans le spectre expérimental, comparées aux résultats déduits de la théorie de ralentissement des ions dans la matière, permettent de déduire la vie moyenne τ.

Le matériau ralentisseur joue un rôle essentiel dans la sensibilité de

cette méthode. Le temps de ralentissement de l'ion considéré doit être du même ordre de grandeur que la vie moyenne à mesurer dans ce ralentisseur qui doit produire, en outre, le moins de réactions possible avec le faisceau incident. Considérant toujours une vitesse v = 0,01 c, cette méthode permet d'atteindre des vies moyennes comprises entre 1 ps et 0,01 ps environ.

Nous avons utilisé le tantale comme milieu ralentisseur lorsque le faisceau incident était ^{12}C, car les vitesses des noyaux de recul étaient suffisamment grandes ($\simeq$ 0,01 c). Avec le faisceau de particules α nous avons utilisé des cibles épaisses ($\geq$ 100mg/cm^2) qui servent également de milieu ralentisseur.

L'angle d'observation était de 0° car les noyaux de recul sont préférentiellement émis, en première approximation, dans la direction du faisceau incident et l'effet Doppler observable est maximal dans cette direction. Cependant, lorsque le dépouillement des raies à 0° s'est révélé délicat (contaminant dans la partie déplacée de la raie γ), des mesures à d'autres angles ont été effectuées.

En conclusion de ce chapitre consacré à l'exposé des méthodes expérimentales, nous pouvons faire les remarques suivantes :

. Les particules accélérées, leur énergie et leur intensité disponibles font de l'accélérateur FN Tandem un outil particulièrement indiqué pour le genre d'études entreprises ici. Cependant, les réactions inverses (cible légère, particule incidente plus lourde) auraient permis de réduire davantage le fond parasite dans les spectres et d'étendre, par les vitesses plus grandes acquises par les noyaux de recul, la gamme des vies moyennes mesurées.:

. La qualité et la précision des mesures dépendent de façon critique des qualités des détecteurs Ge(Li) :

· Le type d'expériences faites sans moyens informatiques importants est à la limite des possibilités (surtout pour ce qui concerne les mesures en coïncidences).

REFERENCES DU CHAPITRE 1

Le 67 : C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlman Tables of isotopes (Wiley, New York 1967).

Fo 68 : J.P. Fouan, J.P. Passerieux, Nucl. Inst. Meth. 62, (1968) 327.

Mi 68 : W.T. Milner, code Tizzy (ORNL, non publié).

Mi 69 : W.T. Milner, code Direck (ORNL, non publié).

Ro 69 : J.T. Routti, S.G. Prussin, Nucl. Inst. Meth. 72(1969) 125.

De 70 : B. Delaitre, A. Pages, note CEA-N-1522, p. 79.

De 71 : B. Delaunay, F. Degraeve, note CEA-N-1522 p. 66.

Fo 72 : J.P. Fouan, note CEA-N-1600 p.69.

Lu 72 : M. Lussignol, thèse de 3ème cycle (1972, Paris VII).

Ag 73 : M. Aguer, R. Ballini, D. Daronian, S. Valero note CEA-N-1700 p. 82.

Nu 73 : Nuclear Data group, Nuclear levels schemes A=45 trough A=257 from nuclear data sheets (Academie Press 1973).

Va 73 : M. Aguer, D. Daronian, S. Valero, note CEA-N-1600 p.68.

Pi 74 : M. Pichevar, thèse de doctorat d'Etat (Orsay, 1974).

Ro 74 : H. Ronsin, note CEA-N-1715 et références incluses.

De 75 : B. Delaunay, note CEA-N-1791, P. 4.

Af 76 : S. Afnaim et al. "Module d'acquisition et de traitement d'informations numériques", publication interne DPh-N/BE.

De 76 : B. Delaitre, J.P. Passerieux, publication interne DPh-N/BE.

Pl 76 : M. Plejewska, Tran Huu Chi, D. Daronian, rapport interne DPh-N/BE (non publié).

Chapitre 2

ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES

L'analyse de nos données expérimentales a consisté surtout en la détermination des propriétés électromagnétiques (multipolarités des transitions γ observées) et nucléaires des niveaux (spin et vie moyenne) qui se désexcitent par émission de ces mêmes rayonnements γ.

Pour la partie concernant la détermination des spins et des mélanges multipolaires, nous avons fait cette analyse au moyen de programmes que nous avons mis au point, tandis que nous avons utilisé - après modification pour tenir compte de nos conditions expérimentales particulières - les programmes FTAU (Ro 74) et SCHAPE 6 (Wa 67) pour l'analyse des mesures de vies moyennes.

Dans ce chapitre, avant d'aborder les méthodes d'analyse proprement dites, nous rappelons brièvement quelques définitions.

I. DETERMINATION DES SPINS ET DES MELANGES MULTIPOLAIRES

Parmi toutes les méthodes couramment utilisées pour la détermination des spins des niveaux, celles associées à la détection de particules n'ont pas été considérées dans ce travail. En effet, l'analyse des données expérimentales correspondant à la détection de particules nécessitent la connaissance du processus de réaction et dépendent du modèle choisi pour décrire ce processus. D'autre part, dans le type de réactions considérées ici (ions lourds, particules-α), plusieurs nucléons sont éjectés du système composé cible-projectile (chapitre 4) et le spectre d'énergie de ces nucléons s'étend sur plusieurs MeV sans mise en évidence d'états particuliers bien individualisés. Quelques expériences de coïncidences particules-α ont été réalisées dans quelques laboratoires dans le but d'observer les rayonnements γ

par sélection de quelques voies de sortie particulières.

Dans ce travail, nous avons utilisé les mesures de distributions angulaires γ et de coïncidences γ-γ pour l'étude spectroscopique des niveaux mis en évidence.

I.1 *Distributions angulaires*

I.1.1 *Définitions et formules*

La probabilité d'émission d'une onde électromagnétique dépend de l'angle que fait la direction du moment angulaire J du système émetteur avec la direction du photon émis. Pour pouvoir observer une distribution angulaire non isotrope du rayonnement γ, il est nécessaire que J ait, en moyenne, une direction ou des directions privilégiée (s) dans l'espace (noyau orienté).

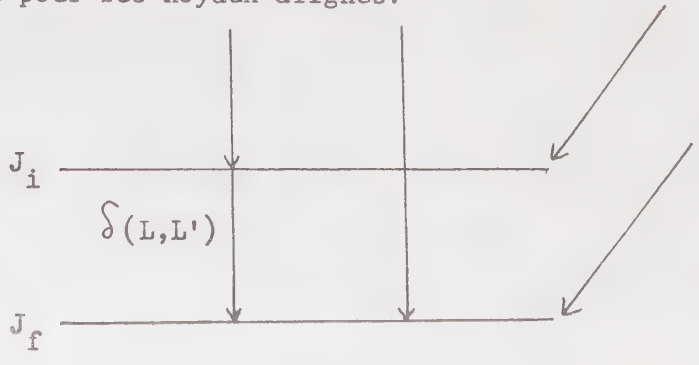
Deux types d'orientation nucléaire présentent une importance particulière : la polarisation et l'alignement :

. La polarisation d'un noyau est réalisée lorsque J a une direction bien définie.

. Le noyau est dit "aligné" si la distribution des états de nombre quantique magnétique m est symétrique par rapport à m=0.

Dans une réaction nucléaire, le transfert de moment angulaire ne peut s'effectuer que dans le plan perpendiculaire au faisceau incident, l'alignement ainsi obtenu est détruit ou atténué par l'émission de particules secondaires.

Dans les réactions induites par ions lourds, le moment angulaire mis en jeu est important et si le système composé (cible + projectile) a un spin nul, l'alignement obtenu est important également, car le moment angulaire emporté par les particules d'évaporation reste faible devant celui du système composé (chapitre 4). Dans ce qui suit nous utilisons le formalisme [Ya 67] développé pour les noyaux alignés.



La distribution angulaire γ résultant d'une moyenne de tout un ensemble d'états $|\ m >$ possibles, les états de spin ne peuvent être décrits que statistiquement. La distribution angulaire expérimentale est developpée sous la forme :

$$W(\theta) = 1 + A_2^{exp} P_2(\cos\theta) + A_4^{exp} P_4(\cos\theta).$$

La symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau et la symétrie par rapport au plan perpendiculaire à l'axe du faisceau font que, seuls, les termes d'ordre pair (2L) sont conservés dans le développement en polynômes de Legendre. D'autre part, ce développement a été limité à l'ordre 4 car, expérimentalement, les termes d'ordre plus élevé sont très atténués [Ya 67] (les transitions telles que L > 3 étant défavorisées).

La distribution angulaire calculée peut également être développée en polynômes de Legendre, les coefficients A_2^{th} et A_4^{th} sont donnés par la relation suivante, pour k = 2 et 4 :

$$A_k^{th} = \rho_k(J_i)\left\{F_k(J_i J_f L\ L) + 2\delta F_k(J_i J_f L\ L') + \delta^2 F_k(J_i J_f L' L')/(1+\delta^2)\right\}$$

Dans cette expression, δ est le coefficient de mélange des multipolarités L et L' (rapport des composantes L' = L + 1 et L), $\rho_k(J_i)$ est le tenseur statistique d'ordre k caractérisant les états de spin du niveau initial, $\rho_k(J_i)$ dépend du mécanisme qui a permis d'orienter l'ensemble des noyaux.

Les coefficients $F_K(J_i\ J_f\ L\ L')$ sont égaux à :

$$(-1)^{J_i - J_f + 1}\left\{(2L+1)(2L'+1)(2J_i+1)\right\}^{1/2} \langle L\ 1\ L'\ -1 | k\ 0\rangle W(J_i J_i L\ L', k\ J_f)$$

$\langle L\ 1\ L' - 1 |\ k\ 0\rangle$ est un coefficient de Clebsch-Gordan, tandis que $W(J_i\ J_i\ L'\ L,\ k\ J_f)$ est un coefficient 6J.

On exprime les tenseurs $\rho_k(J_i)$ en fonction des $B_k(J_i) = \rho_k^{max}(J_i)$ qui décrivent un état de spin correspondant à l'alignement maximal, au moyen des coefficients d'atténuation $\alpha_k(J_i)$

$$\rho_k(J_i) = \alpha_k(J_i)\ B_k(J_i)$$

avec

$$B_k(J_i) = \begin{cases} (-1)^{J_i}\ (2J_i + 1)^{1/2} \langle J_i\ 0\ J_i\ 0 |\ k\ 0\rangle & (J_i \text{ entier}) \\ (-1)^{J_i + 1/2}\ (2J_i + 1)^{1/2} \langle J_i\ -1/2\ J_i\ 1/2 |\ k\ 0\rangle & (J_i \text{ demi-entier}) \end{cases}$$

Remarque : Les relations précédentes donnant les coefficients A_k^{th} sont valables lorsque les tenseurs statistiques décrivant l'état émetteur γ sont indépendants du temps t. En fait, le faisceau incident peut créer dans la cible un champ électromagnétique qui interagit avec les moments dipolaire et quadrupolaire du noyau excité, perturbant ainsi la mesure de la distribution angulaire. Cet effet est important, lorsque la vie moyenne de l'état émetteur γ est au moins du même ordre de grandeur que la période de precession du noyau (si le champ perturbateur est stationnaire) ou que le temps

de relaxation (si le champ perturbateur dépend du temps). Cet effet est mis à profit dans les expériences de mesure de moments nucléaires ; il n'a été mis en évidence que pour des niveaux de vie moyenne $\gtrsim 10^{-9}$ s.

I. 1.2 *Facteur d'atténuation géométrique*

Les relations précédentes donnant les coefficients A_k^{th} sont valables pour un détecteur ponctuel. Des facteurs correctifs Q_k sont introduits [Fe 65] pour tenir compte des dimensions finies du détecteur Ge(Li).

Les variations de Q_2 et Q_4, de l'un des détecteurs utilisés dans ce travail, en fonction de la distance D séparant la source du détecteur sont données à la figure 5.

I. 1.3 *Méthodes d'analyse*

Dans le cas général où les coefficients $\alpha_K(J_i)$ ne sont pas connus, il s'agit de déterminer trois paramètres non quantifiés ($\alpha_2(J_i)$, $\alpha_4(J_i)$ et $\delta(L,L')$) à l'aide de deux valeurs expérimentales seulement. La résolution de ce problème nécessite l'introduction d'hypothèses supplémentaires concernant les coefficients $\alpha_K(J_i)$. On suppose généralement que les états de spin sont répartis suivant une courbe de Gauss.

I. 1.3 (a) *Evaluation des coefficients d'atténuation à partir d'une répartition gaussienne des états de spin*

Les tenseurs statistiques s'écrivent alors :

$$\rho_k(J) = (2J+1)^{1/2} \sum_m (-1)^{J-m} \langle J\ m\ J\ -m \mid k\ 0 \rangle \frac{\exp(-m^2/2\sigma^2)}{\sum_{-J}^{+J} \exp(-m^2/2\sigma^2)}$$

La figure 6 montre la forte dépendance des coefficients $\alpha_K(J)$ et de σ/J, de même que la faible variation des $\alpha_K(J)$ en fonction du spin J.

I. 1.3 (b) *Détermination expérimentale des coefficients d'atténuation.*

Lorsqu'un état de spin J_f est formé uniquement à partir d'un état de spin J_i, il existe les relations suivantes (indépendantes de tout modèle)

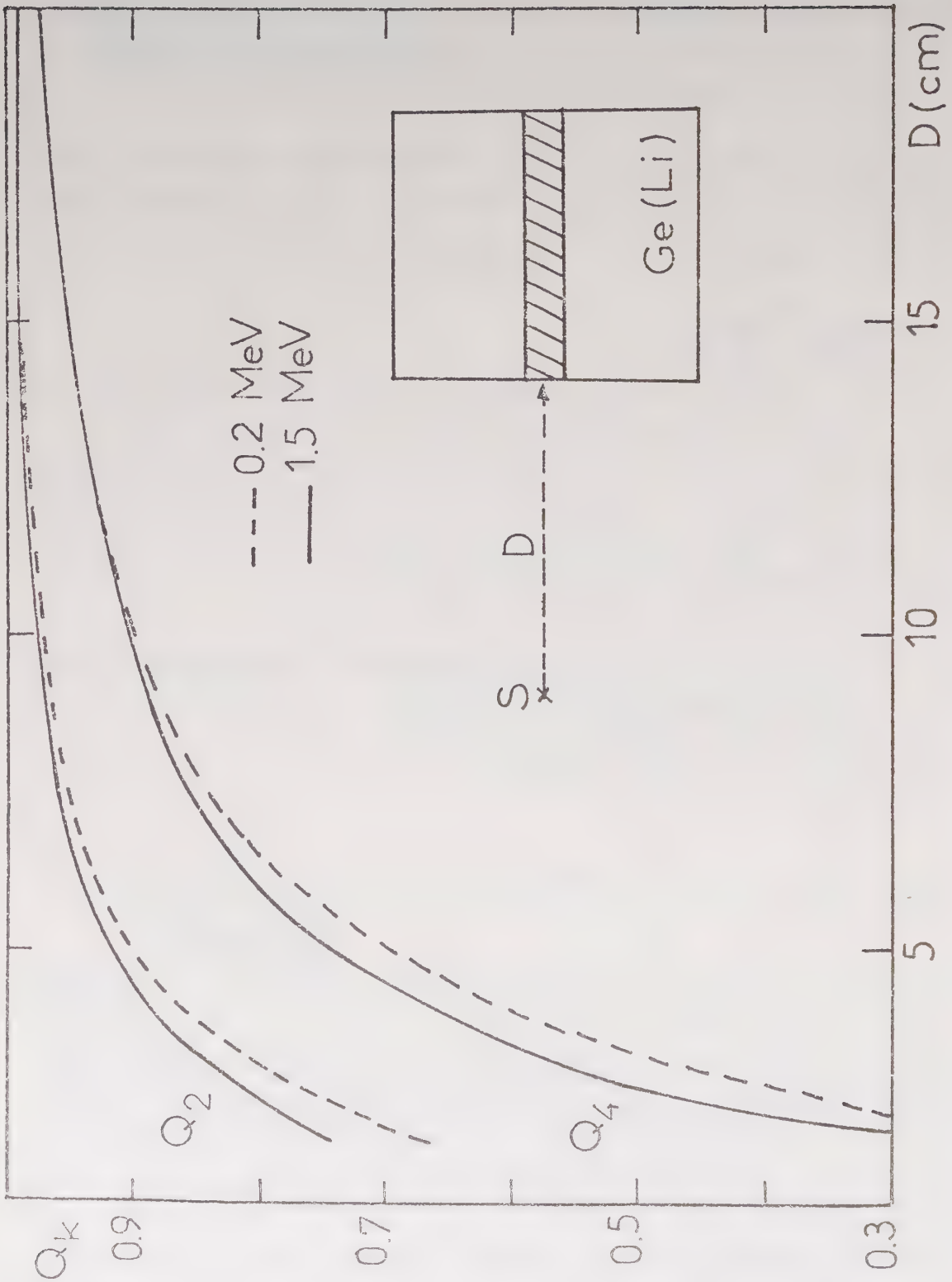


Fig. 5. Variation des coefficients géométriques Q_2 et Q_4 en fonction de la distance séparant la source et l'un des détecteurs Ge(Li) utilisés. Les courbes en traits continus correspondent à un rayonnement γ de 1,5 MeV, les traits discontinus à E_γ = 0,2 MeV.

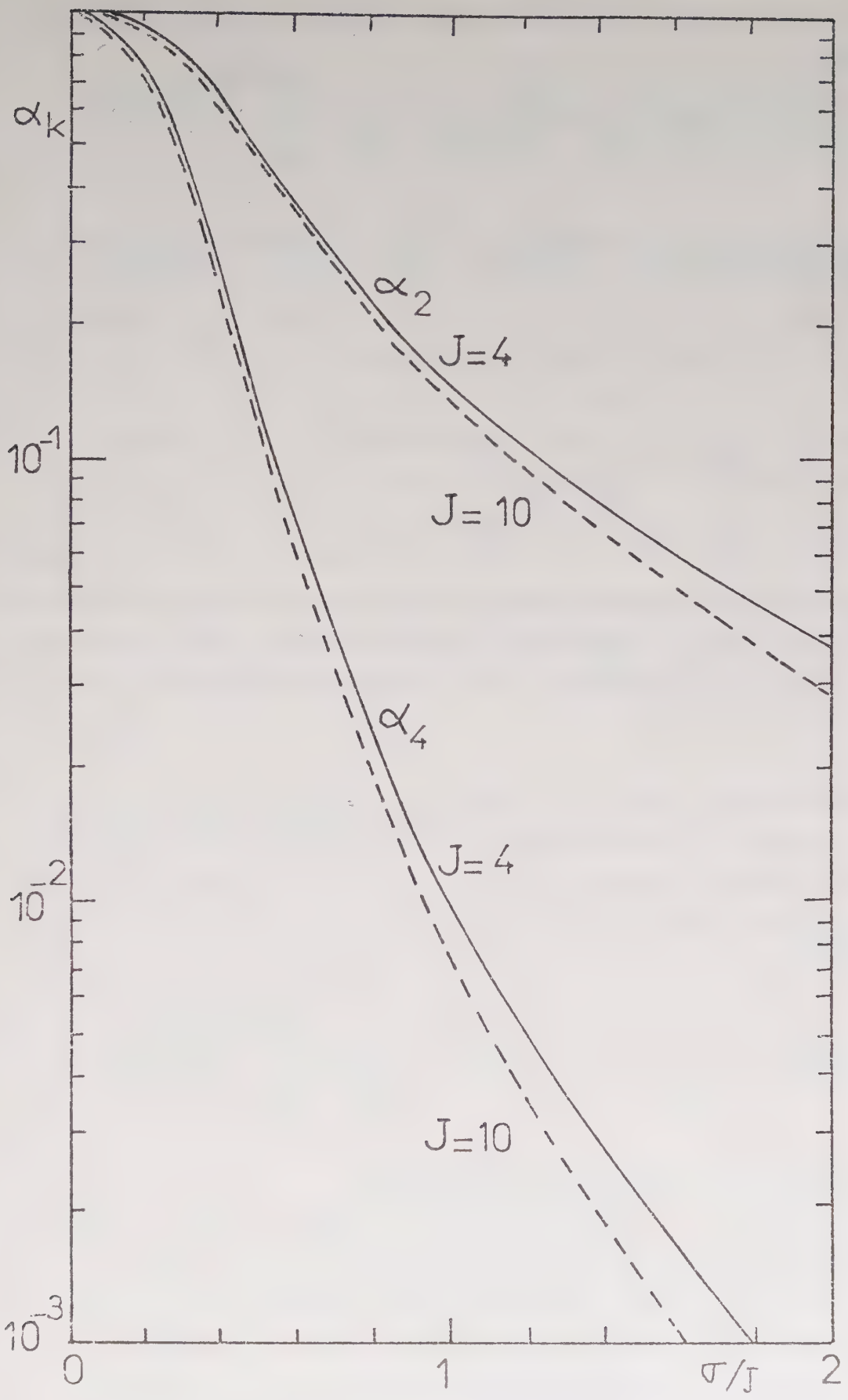
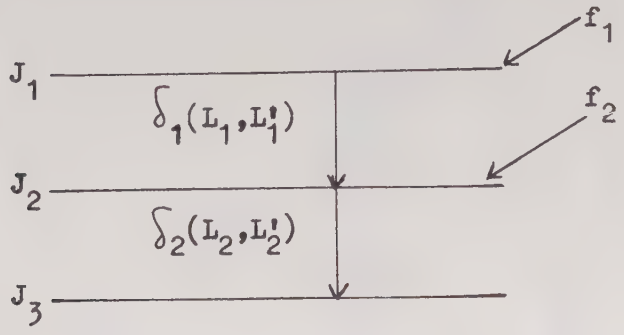


Fig.6. Variation des coefficients α_2 et α_4 pour J=4 et J=10 en fonction du paramètre σ/J.

entre les coefficients d'atténuation $\alpha_K(J_i)$ et $\alpha_K(J_f)$ des états initial et final :

$$\alpha_k(J_i) = \frac{1 + \delta^2}{U_k(J_i\ J_f\ L) + \delta^2 U_k(J_i\ J_f\ L')} \cdot \frac{B_k(J_f)}{B_k(J_i)}\ \alpha_k(J_f)$$

avec $U_k(J_i J_f L) = (-1)^{J_i+J_f-L}\left\{(2J_i + 1)(2J_f + 1)\right\}^{1/2} W(J_i J_i J_f J_f, k\ L)$



Ces relations permettent de limiter les valeurs des $\alpha_K(J_i)$ lorsque les $\alpha_K(J_f)$ sont connus par exemple par l'observation d'une transition de la cascade dont les caractéristiques (spin et mélange multipolaire) sont connues.

Généralement, il faut tenir compte du fait qu'un niveau peut être alimenté autrement que directement par le niveau précédent. Si f_1 désigne l'alimentation totale du niveau J_1 et f_2 l'alimentation partielle (non issue de J_1) du niveau J_2, on peut écrire [Dz 75] :

$$\alpha_k(J_1) \geqslant \left\{1 - \frac{f_1 + f_2}{f_1}\ (1 - \alpha_k(J_2))\right\} \frac{(1 + \delta_1^2)\ B_k(J_2)/B_k(J_1)}{U_k(J_1 J_2 L) + \delta_1^2 U_k(J_1 J_2 L')}$$

I. 1.4 *Analyse des distributions angulaires.*

Ayant estimé les coefficients $\alpha_K(J)$, il s'agit de chercher toutes les combinaisons possibles de spin J et des mélanges multipolaires susceptibles de reproduire les valeurs expérimentales $A_2^{exp} \pm \Delta A_2^{exp}$ et $A_4^{exp} \pm \Delta A_4^{exp}$. Pour cela, δ variant de $-\infty$ à $+\infty$, on cherche à minimiser la quantité

$$\chi^2_J(\delta) = \sum_k \left[\frac{A_k^{exp} - A_k^{th}(\delta)}{\Delta A_k^{exp}}\right]^2$$

pour tous les spins J possibles.

Sur la figure 7 les courbes $\chi^2_{J_i}(\delta)$ ont été tracées pour une transition $J_i \longrightarrow 4$ avec $L < 2$. Plusieurs solutions dont la probabilité est supérieure à 1 % peuvent être proposées.

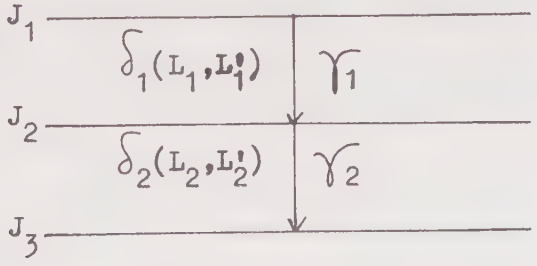
Il est donc nécessaire de tenir compte d'autres faits expérimentaux pour déterminer les valeurs J_i et δ. Même dans le cas idéal où l'alignement est maximal ($\alpha_K(J_i) = 1$), plusieurs solutions (J_i, δ) peuvent être déduites des mesures de distributions angulaires seulement [Tw 70].

Cependant dans la région des noyaux lourds ($A > 120$), la déformation pour certains noyaux étant importante, nous observons des bandes de rotation et les solutions du type $J_i - J_f = L = 2 = Cte$, tout le long de la cascade de desexcitation, sont fortement favorisées. Au contraire dans la région des noyaux intermédiaires ($40 \lesssim A \lesssim 80$), la déformation nucléaire est relativement faible et une telle systématique ne peut être utilisée. Dans ce travail, nous avons utilisé les mesures de coincidences γ-γ pour déterminer avec plus de rigueur les solutions (J_i, δ) dans toutes les cascades de desexcitation.

I. 2. *Coincidences asymétriques γ-γ*

Les mêmes mesures qui servent à établir le schéma des niveaux sont exploitées pour préciser les informations spectroscopiques des niveaux mis en évidence. Pour cela, nous avons utilisé le formalisme des corrélations angulaires pour les noyaux orientés [Kr 73].

I. 2.1 *Définitions et formules :*



Soient $\vec{K}_1$ et $\vec{K}_2$ les directions d'observation des rayonnements γ_1 et γ_2 et $\vec{z}$ la direction du faisceau incident. Soient θ_1 et θ_2 les angles $(\vec{K}_1, \vec{z})$ et $(\vec{K}_2, \vec{z})$ et ϕ l'angle des plans $(\vec{K}_1, \vec{z})$ et $(\vec{K}_2, \vec{z})$. La fonction de corre-

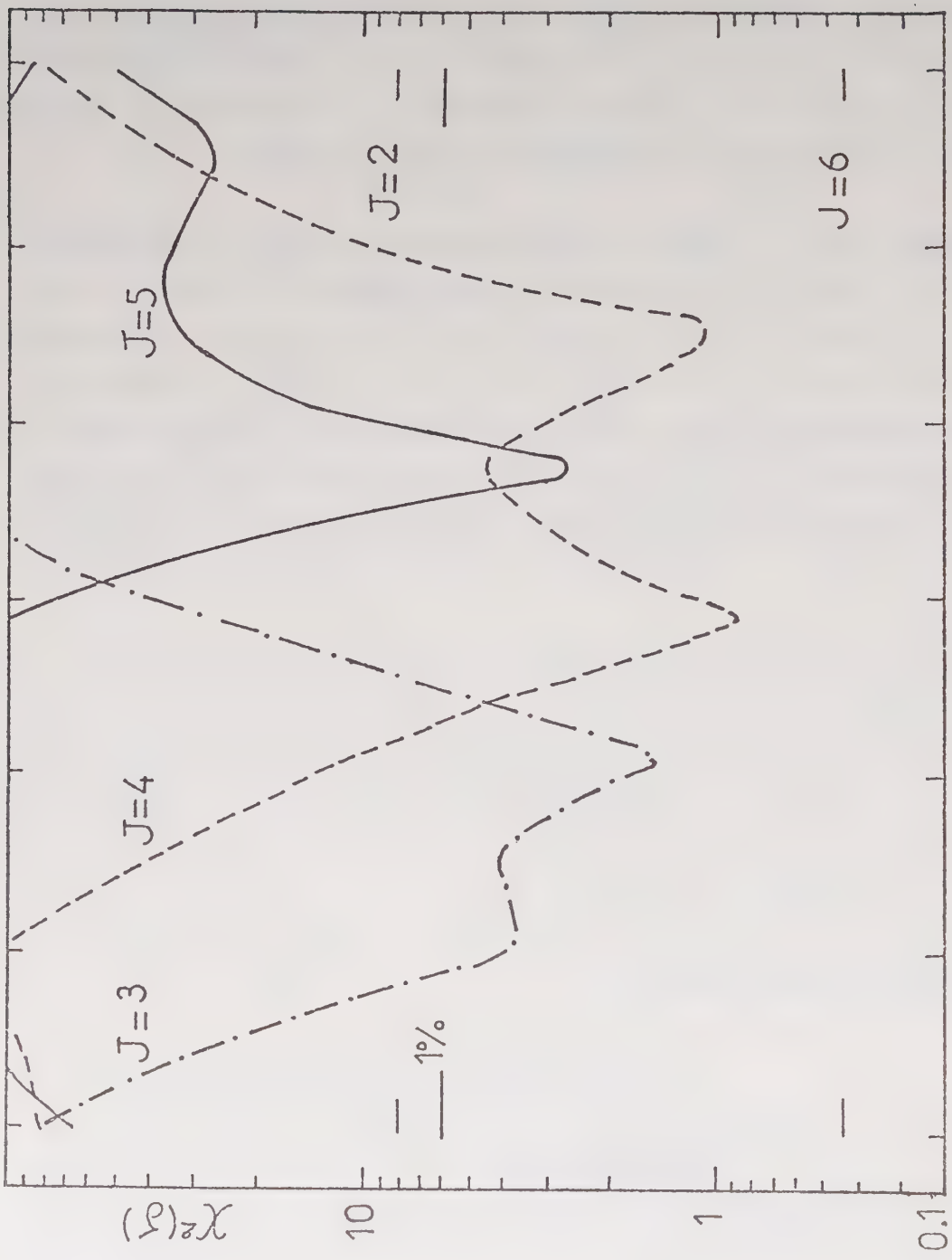


Fig. 7. Courbes $\chi^2(\delta)$ obtenues en considérant uniquement la distribution angulaire ($A_2 = 0{,}30 \pm 0{,}05$ $A_4 = -0{,}04 \pm 0{,}04$) de la transition $J \longrightarrow 4$.

lation W $(\theta_1(\gamma_1), \theta_2(\gamma_2), \phi)$ entre les deux rayonnements γ détectés en θ_1 et θ_2 s'écrit :

$$W(\theta_1, \theta_2, \phi) = \sum_{k_1 k_2 k} \rho_k(J_1) A_k^{k_1 k_2}(\gamma_1) A_{k_2}(\gamma_2) H_k^{k_1 k_2}(\theta_1, \theta_2, \phi) Q_{k_1} Q'_{k_2}$$

La fonction angulaire $H_{k\ k_1\ k_2}(\theta_1\ \theta_2\ \phi)$ est définie de la manière suivante :

$$H_k^{k_1 k_2}(\theta_1, \theta_2, \phi) = \sum_{q \geqslant 0} (2 - \delta_{q0}) \langle k_1 0\ k\ q \mid k_2\ q \rangle \left\{(2k+1)(2k_2+1)\right\}^{1/2}$$

$$\left\{(k-q)!(k_2-q)!/(k+q)!(k_2+q)!\right\}^{1/2} P_k^q(\cos\theta_1) P_{k_2}^q(\cos\theta_2) \cos q\phi .$$

avec $q = \min(k_1, k_2)$, les P_k^q étant les polynômes de Legendre associés.

Le terme $A_{k_2}(\gamma_2)$ est relatif à la transition $J_2 \xrightarrow{\delta_2} J_3$:

$$A_{k_2}(\gamma_2) = \left\{F_{k_2}(J_2 J_3 L_2 L_2) + 2\delta_2 F_{k_2}(J_2 J_3 L_2 L'_2) + \delta_2^2 F_{k_2}(J_2 J_3 L'_2 L'_2)\right\} / (1+\delta_2^2)$$

Les coefficients F_{k_2} sont des facteurs complètement déterminés par les spins et les multipolarités de la transition, leur forme a été explicitée dans le paragraphe précédent (distributions angulaires).

Le terme $A_k^{k_1\ k_2}(\gamma_1)$ relie les orientations respectives des états J_1 et J_2 :

$$A_k^{k_1 k_2}(\gamma_1) = \left\{ F_k^{k_1 k_2}(J_1 J_2 L_1 L_1) + 2\delta_1 F_k^{k_1 k_2}(J_1 J_2 L_1 L'_1) + \delta_1^2 F_k^{k_1 k_2}(J_1 J_2 L'_1 L'_1)\right\} / (1+\delta_1^2)$$

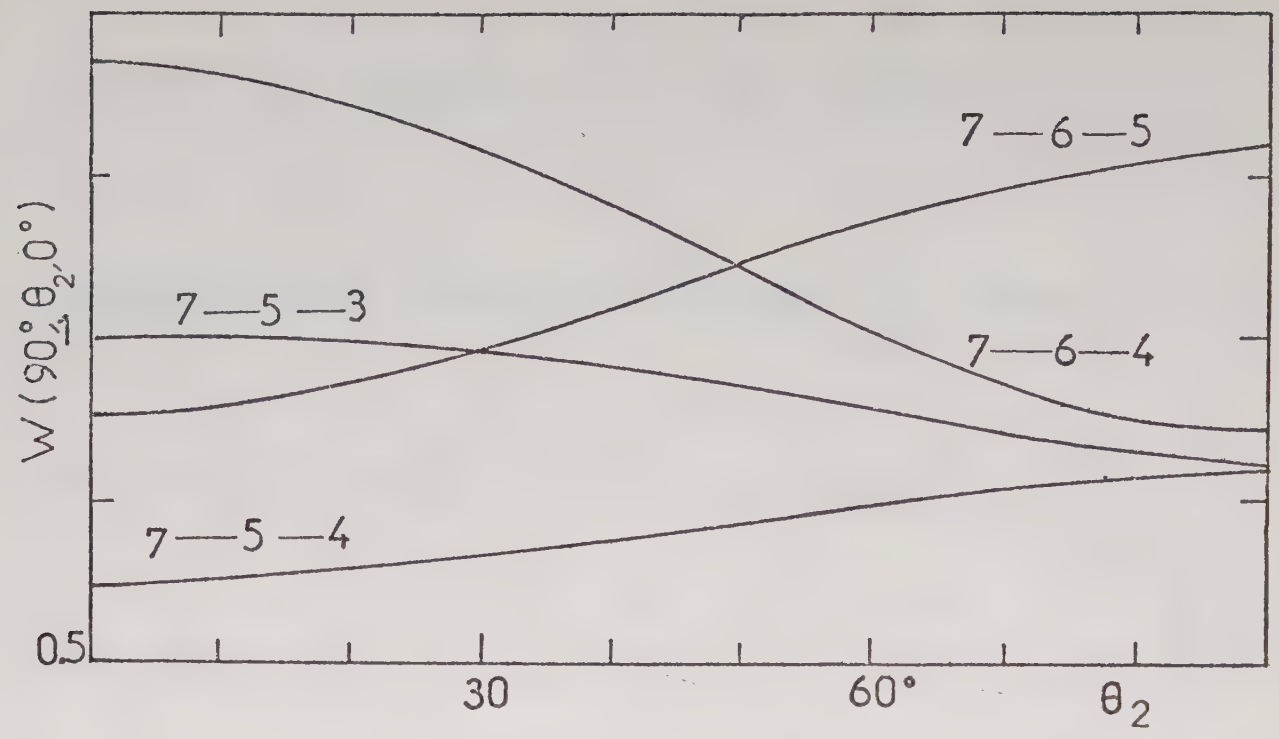


Fig. 8a. Variation de la fonction de corrélation $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$ en fonction de $\theta_2(\theta_1 = 90°, \phi = 0°)$. La séquence des spins est indiquée sur chaque courbe, les transitions sont supposées pures.

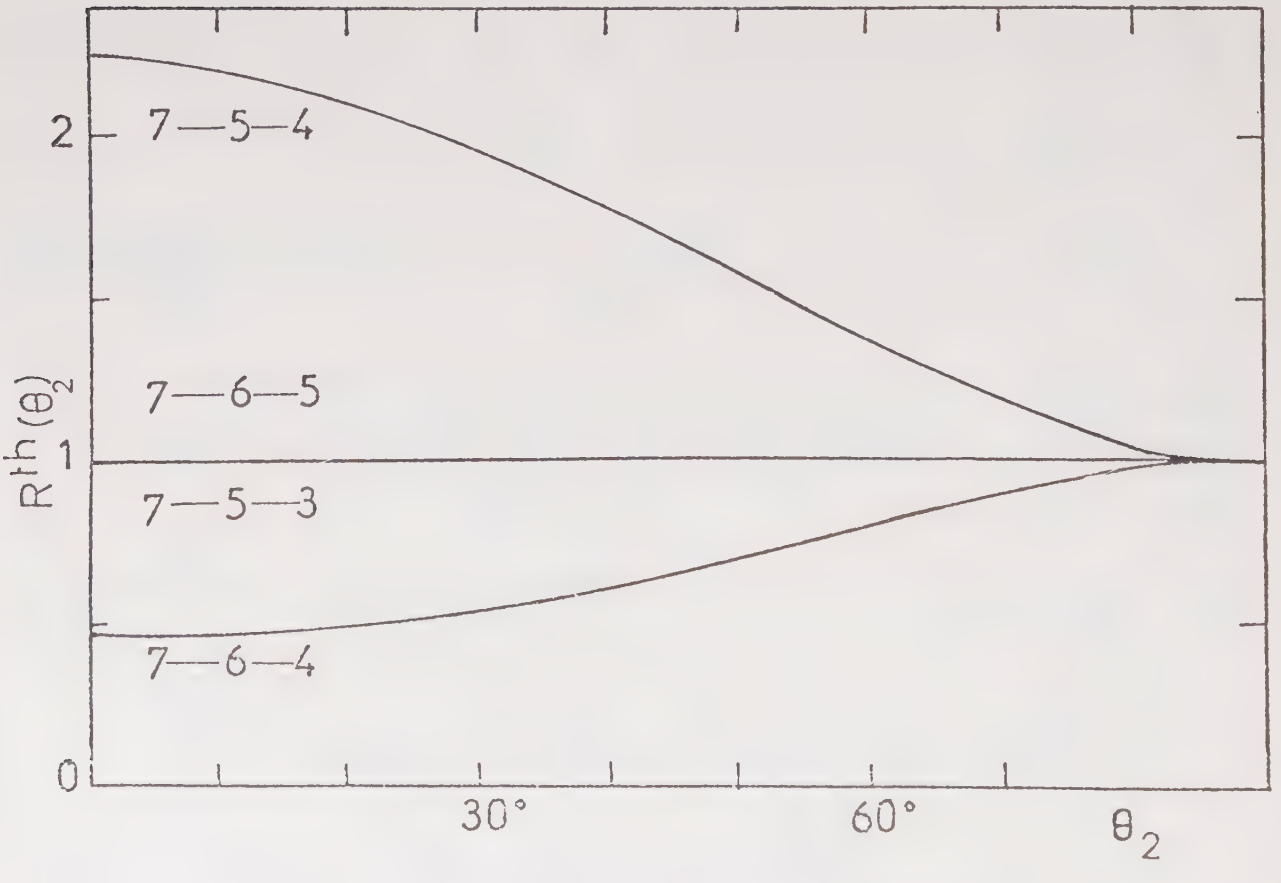


Fig. 8b. Variation du rapport R^{th} en fonction de $\theta_2(\theta_1 = 90°, \phi = 0°)$. Toutes les transitions sont supposées pures.

Dans cette expression, les coefficients $F_k^{k_1 k_2}$ généralisés sont égaux à :

$$(-1)^{L+k+k_1+1}\left\{(2J_1+1)(2J_2+2)(2L+1)(2L'+1)(2k+1)(2k_1+1)\right.$$

$$\left.(2k_2+1)\right\}^{1/2}\begin{pmatrix} L & L' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}\begin{Bmatrix} J_2 & L & J_1 \\ J_2 & L' & J_1 \\ k_2 & k & k_1 \end{Bmatrix}$$

les deux derniers termes étant les coefficients 3j et 9j respectivement.

Si l'une des transitions (γ_1 ou γ_2) est connue (J et δ), la fonction de corrélation $W(\theta_1,\theta_2,\phi)$ s'exprime donc en fonction des mêmes coefficients que ceux nécessaires à l'analyse des distributions angulaires. Sur la figure 8a les fonctions $W(\theta_1,\theta_2,\phi)$ ont été tracées pour $\theta_1 = 90°$, $\phi = 0°$ et θ_2 variable, pour $J_1 = 7$, $\alpha_2(J_1) = 0{,}80$, $\alpha_4(J_1) = 0{,}48$ et des transitions pures.

Cependant, pour pouvoir comparer cette fonction W à une quantité mesurée, on définit le rapport R^{th} tel que :

$$R^{th} = W(\theta_1(\gamma_1), \theta_2(\gamma_2), \phi)/W(\theta_1(\gamma_2), \theta_2(\gamma_1), \phi)$$

Dans cette expression, le numérateur représente l'intensité de γ_1 détectée à l'angle θ_1 lorsque γ_2 est détecté à θ_2 et le dénominateur représente la quantité complémentaire.

La grande sensibilité de R^{th} à la variation de δ est montré sur la figure 9 où $R^{th}(\delta_1)$ a été tracé pour la séquence de spins suivante :

$$4 \xrightarrow{\int\ L=2} 4 \longrightarrow 2 \qquad \text{pour un alignement} \quad \alpha_2(4) = 0{,}90 \quad \alpha_4(4) = 0{,}70$$

les angles de détection étant $\theta_1 = 0°$ et $\theta_2 = 90°$.

I. 2.2 *Choix des angles de détection*

Il est important de choisir les angles de détection θ_1 et θ_2 de façon

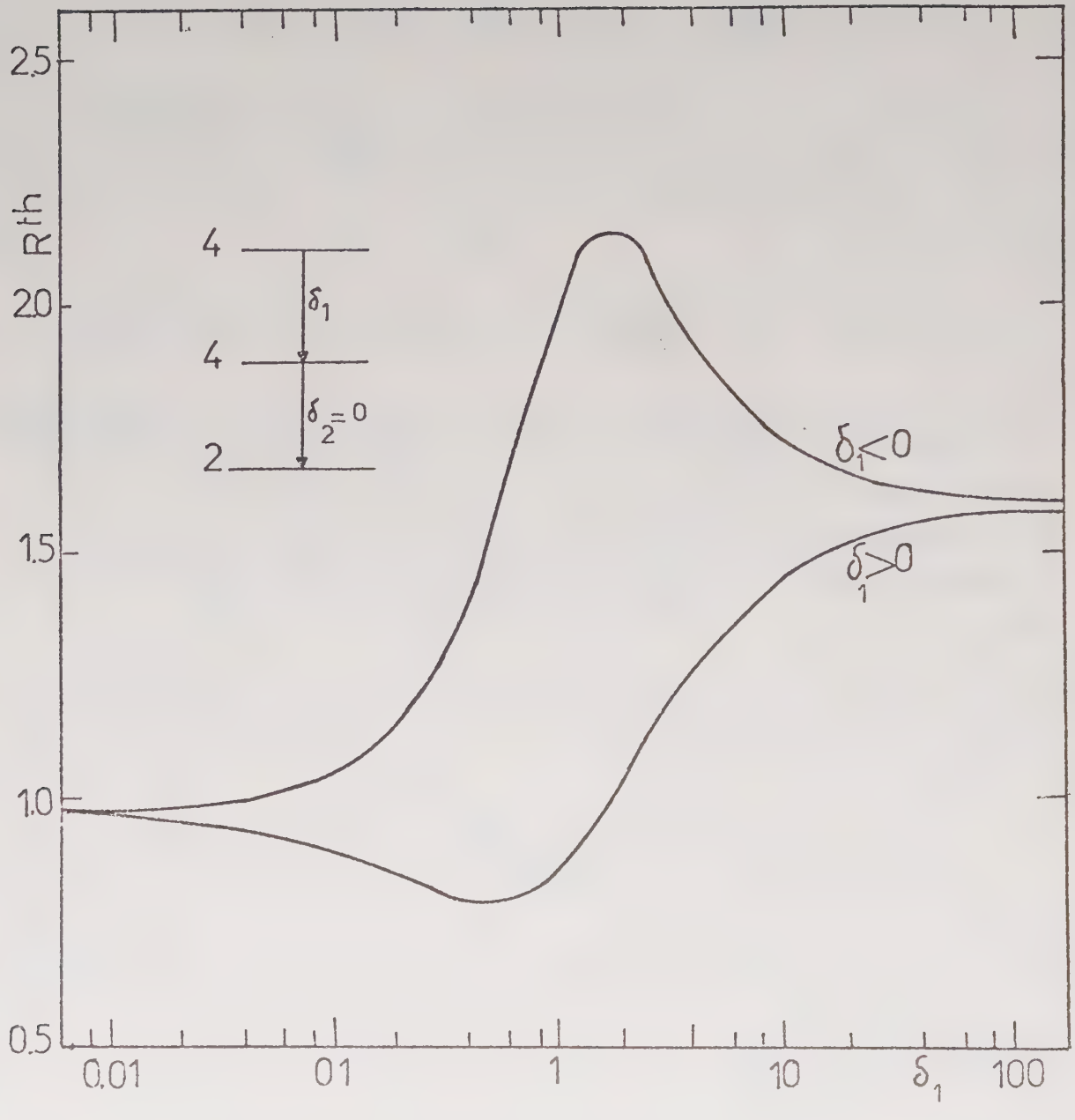


Fig. 9. Variation de R^{th} en fonction de δ_1 pour $\theta_1 = 90°$, $\theta_2 = 0°$ et pour la séquence de spins 4 ⟶ 4 ⟶ 2.

à bénéficier de la plus grande sensibilité possible de R^{th} en fonction du caractère multipolaire des transitions électromagnétiques.

Si l'on choisit $\theta_1 = 0°$ pour atteindre éventuellement l'information concernant les vies moyennes des niveaux excités, R^{th} n'est plus sensible à ϕ (symétrie axiale autour de la direction du faisceau incident). Pour des transitions pures, la variation la plus grande de R^{th} correspond à $\theta_2 = 90°$.

Le rapport R^{th} entre deux transitions de même multipolarité est toujours égal à 1, tandis que celui entre deux transitions de multipolarités différentes est égal à 2 ou à 0,5 suivant que le caractère du rayonnement γ est dipolaire ou quadrupolaire (Figure 8b).

I. 2.3 *Analyse des coincidences γ-γ*

La valeur R^{exp} qui doit être comparée à R^{th} est déduite des spectres projetés en prenant des conditions de coincidences entre toutes les raies γ. Soient deux raies γ_1 et γ_2, les projections à 0° et à 90° doivent donner le même résultat, c'est-à-dire :

$$R^{exp} = \frac{W(\theta_1(\gamma_1), \theta_2(\gamma_2))}{W(\theta_1(\gamma_2), \theta_2(\gamma_1))} = \frac{W(\theta_2(\gamma_2), \theta_1(\gamma_1))}{W(\theta_2(\gamma_1), \theta_1(\gamma_2))}$$

Cependant le calcul de $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$ necessite la connaissance des coefficients d'atténuation $\alpha_k(J_i)$ de l'alignement maximum. En fait, si l'on mesurait W pour plusieurs couples d'angle (θ_1, θ_2), ces coefficients seraient déterminés sans ambiguité. Ces mesures seraient très longues et très coûteuses car elles nécessiteraient la manipulation d'un très grand nombre d'informations et exigeraient un temps de faisceau prohibitif. La conjonction des deux mesures, distributions angulaires et coincidences asymétriques γ-γ, permet de s'affranchir de toute hypothèse concernant le peuplement relatif des états de spin et permet de déduire les solutions (J_i, δ) avec plus de rigueur.

I. 3 *Détermination des spins et des mélanges multipolaires (méthode DCO).*

Du point de vue expérimental, nous disposons des coefficients A_2^{exp} et A_4^{exp} (affectés de leur incertitude), du développement en polynômes de

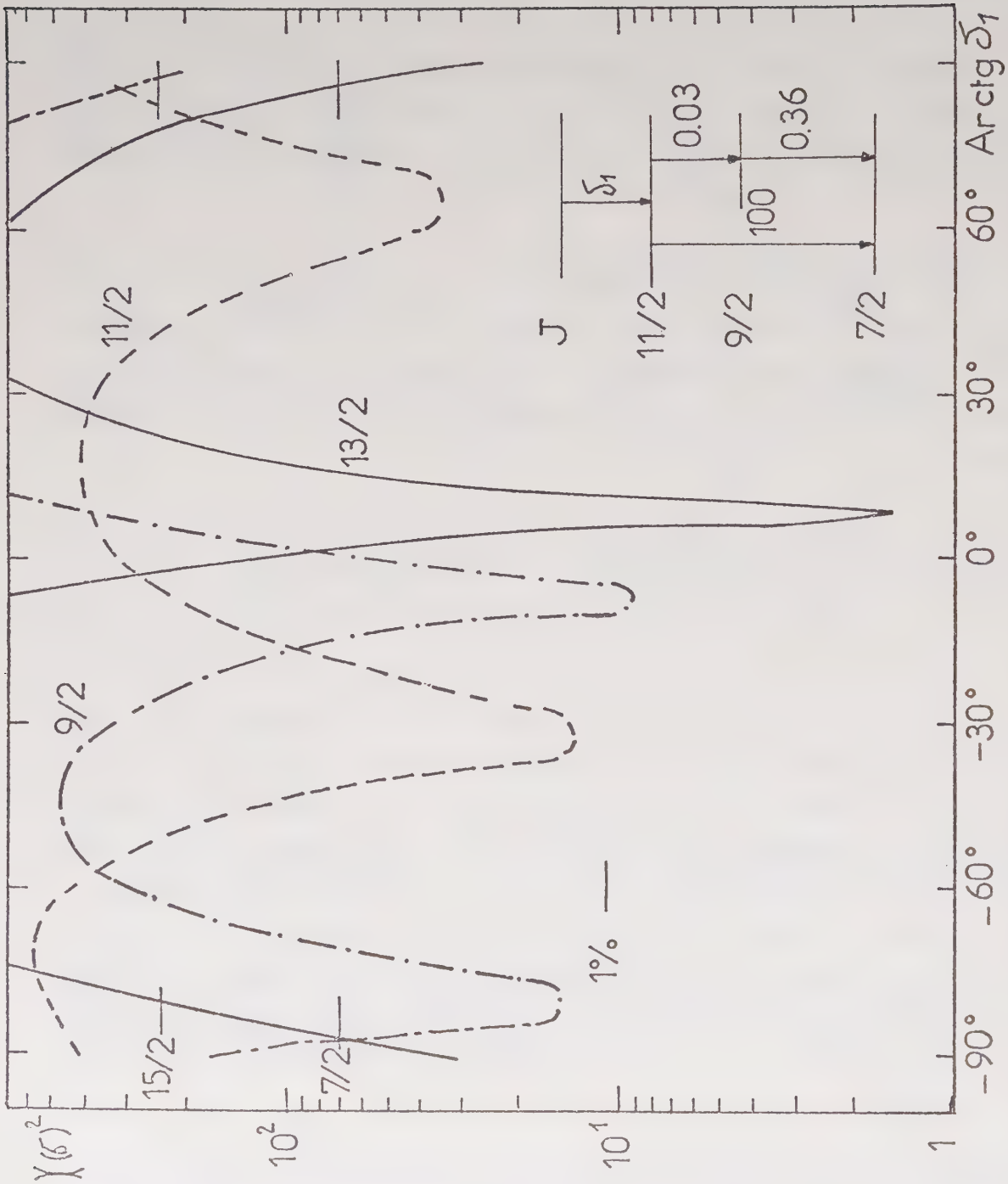


Fig. 10. Courbes $\chi^2(\delta)$ tenant compte de la distribution angulaire J ⟶ 11/2 (A_2 = 0,00 ± 0,04, A_4 = 0,00 ± 0,06) et des rapports des intensités en coïncidence : R(J⟶11/2 ⟶9/2) = 0,80 ± 0,04, R(J⟶11/2 ⟶7/2) = 1,2 ± 0,1, R(J⟶11/2, 9/2 ⟶7/2) = 1,2 ± 0,1.

Legendre des distributions angulaires et des rapports $R_{ij}^{exp} = R^{exp}(\gamma_i, \gamma_j)$. Soient A_2^{th}, A_4^{th}, et R_{ij}^{th} les quantités calculées correspondantes. La minimisation de la quantité :

$$\chi_J^2(\delta) = \sum_k \left\{ \frac{A_k^{exp} - A_k^{th}(\alpha_2, \alpha_4, \delta)}{\Delta A_k^{exp}} \right\}^2 + \sum_{i=j} \left\{ \frac{R_{ij}^{exp} - R_{ij}^{th}(\alpha_2, \alpha_4, \delta)}{\Delta R_{ij}^{exp}} \right\}^2$$

permet d'estimer la validité des solutions (α_2, α_4, δ) pour chaque spin J.

L'analyse est faite en partant de l'état fondamental et en remontant, à travers toutes les transitions connues, jusqu'au niveau excité le plus haut.

Pour un spin J donné, les coefficients α_2, α_4 et δ sont pris variables indépendamment de façon à rechercher tous les minimums de $\chi_J^2(\delta)$: δ variant de $-\infty$ à $+\infty$ (ou arctg δ de $-\pi/2$ à $+\pi/2$), les conditions que doivent satisfaire $\alpha_2(j)$ et $\alpha_4(j)$ sont les mêmes que celles déjà mentionnées dans l'analyse des distributions angulaires. Les rapports R_{ij} sont calculés pour chaque γ_i et chaque γ_j d'une même cascade de désexcitation, il s'agit donc de trouver des coefficients α_2, α_4 et δ qui soient compatibles avec les données des distributions angulaires et avec tous les R_{ij} d'une même cascade. Toutes les solutions en J sont recherchées pour $|J_i - J_f| \leq 2$ car le temps de résolution des expériences de coincidences ($\sim$ 30ns) exclut les transitions telles que $I \geq 3$.

En fait, les distributions angulaires ne sont pas indispensables si l'on connaît au moins deux rapports R_{ij} dans la cascade de désexcitation. Ceci est très important car il peut arriver que l'extraction des informations dans les spectres enregistrés en libre soit très délicate (rayonnement parasite, effet Doppler).

La figure 10 montre l'analyse en χ_J^2 (δ) de la raie d'énergie 834 keV de ^{57}Co obtenue à partir de la réaction ^{48}Ti, (^{12}C, p2n)^{57}Co à 35 MeV d'énergie incidente. Les données expérimentales utilisées dans cette analyse sont les rapports R_{ij}^{exp} et les coefficients A_2^{exp} et A_4^{exp} (corrigés des facteurs géométriques).

I. 4 *Conclusion.*

La méthode d'analyse développée ci-dessus traite comme des paramètres inconnus toutes les grandeurs intervenant dans la description des transitions électromagnétiques : spins, mélanges multipolaires, coefficients d'alignement. La seule hypothèse utilisée est l'alignement (partiel en général) du noyau de recul après émission de particules et de rayonnement γ.

Les incertitudes expérimentales peuvent introduire plusieurs solutions avec des probabilités comparables. Cependant, ces ambiguités classiques [Tw 70] existent, en général, même lorsque des mesures de corrélations à plusieurs points sont effectuées. En considérant les solutions (J, δ) qui avaient déjà été déterminées et que nous avons retrouvé à l'aide de la méthode présentée ici, il apparait que les limites de cette méthode sont les mêmes que celles des corrélations angulaires à plusieurs points.

Dans le cas où plusieurs solutions peuvent simultanément exister, des mesures plus précises, grâce à l'utilisation de diodes Ge(Li) de meilleure résolution et d'un dispositif de suppression de fond Compton (dans les mesures de distributions angulaires), restreindraient le nombre de ces solutions.

La prise en compte d'autres mesures telles que les fonctions d'excitation, les vies moyennes ou la polarisation [Dr 75] en complément de la méthode décrite peut conduire à une solution unique (J, δ) pour la transition et le niveau considérés.

II. ANALYSE DES MESURES DE VIE MOYENNE.

Le spectre en énergie du rayonnement γ dépend du nombre de noyaux de vitesse $\vec{v}$ qui se désexcitent à un instant t : il constitue donc directement une mesure de vie moyenne.

II. 1 *Définitions* :

Soit E_o l'énergie du rayonnement γ émis par un noyau au repos, et E_γ l'énergie observée lorsque ce noyau est animé d'une vitesse v.

$$E_\gamma = E_0(1 + \cos\theta.(v/c) + (-1/2 + \cos\theta)(v/c)^2 + \dots)$$

où θ est l'angle de la direction d'observation avec $\vec{v}$. L'ordre de grandeur des vitesses v permet de se limiter au premier ordre dans l'expression de E_γ.

L'expression de la vitesse $\vec{v}$ est primordiale pour la mesure des vies moyennes par effet Doppler.

II. 2 *Conditions cinématiques*.

Soit la réaction $a + A \longrightarrow b + B^*$, le noyau B^* se désexcitant par émission de rayonnement γ, a étant le projectile d'énergie E_a dans le système du laboratoire. Le noyau B^* ayant une masse beaucoup plus grande que celle de b, sa trajectoire est contenue dans un cône centré sur la direction $\vec{z}$ du faisceau incident, sa vitesse $\vec{v}$ est décomposable en $v_z.\vec{z} + v_\perp\vec{k}$ ($\vec{k} \perp \vec{z}$). Si le détecteur - d'ouverture d'angle solide négligeable - est placé dans la direction $\vec{z}$ ($\theta = 0°$) seule la composante V_z contribuera à l'effet Doppler ; l'effet de la composante $V_\perp$ se traduira par un élargissement des raies γ lorsque l'observation est faite à $\theta = \pi/2$.

Soit ϕ l'angle de diffusion du noyau B^* dans le système du centre de masse, on peut écrire :

$$V_z(0) = (2aE_a)^{1/2}(1 + \alpha \cos\theta)/(a + A)$$

avec

$$\alpha^2 = Ab(1 + (a + A)(Q - E_{exc})/AE_a)/aB$$

(E_{exc} est l'énergie d'excitation du niveau considéré).

Déterminer la vitesse à l'instant initial $V_z(o)$ revient donc soit à définir ϕ, soit à rendre son expression indépendante de ϕ en minimisant α.

II. 2. 1 *Minimisation de* α.

La minimisation de α est réalisée expérimentalement dans les réactions nucléaires particulières.

. Réactions endothermiques produites près du seuil de réaction $\left(E_a = \frac{a+A}{A}\left|Q - E_{exc}\right|\right)$; les particules b sont alors émises avec une vitesse très faible, tandis que B^* est émis dans la direction $\vec{z}$. Ces réactions nécessitent l'utilisation d'une énergie incidente par niveau étudié ;

. Réactions inverses (cible légère, projectile lourd a >> A dans Ab/aB^*) où le noyau B^* recule pratiquement dans la direction du faisceau ;

. Réactions de capture (b est un rayonnement γ) où les vitesses atteintes sont faibles (v/c < 0,1 %), ce qui rend difficilement observable l'effet recherché.

II. 2. 2 *Définition de* ϕ.

L'angle de diffusion des noyaux B^* dans le système du centre de masse peut être connu si l'on connaît la direction des particules b ou si celles-ci ont une vitesse très faible.

Expériences où les particules b sont observées dans un angle solide connu ., en coincidence avec les rayonnements γ émis par les noyaux B^*. Les grandes erreurs statistiques limitent la précision de cette méthode qui, en outre, ne peut être utilisée lorsque b est constitué par plusieurs particules différentes (réactions IL, xn + yp + zα, γ)) ;

. Réactions d'évaporation où quelques nucléons s'échappent du noyau composé formé en prenant très peu de quantité de mouvement par rapport à celle du centre de masse. En assimilant le centre de masse au noyau B^*, la vitesse initiale de ce dernier est alors donnée par :

$$V_z^2(0) = 2(aE_a - (A + a)Q)/(A + a)^2$$

(Q est le bilan énergétique pour la formation du noyau composé).

Remarque : La condition de recul bien définie n'est requise par B^* que parce que sa distribution angulaire est inconnue en général. Inversement, connaissant les vies moyennes des niveaux excités de B^* , il est possible [To 75] - du moins théoriquement - de déduire de l'analyse d'un spectre γ, la répartition spatiale des noyaux B^*.

II. 3 *Méthode de l'atténuation de l'effet Doppler*.

Le principe de cette méthode consiste à comparer la valeur expérimentale de l'atténuation de la vitesse (moyennée dans le temps) obtenue par ralentissement dans un milieu avec la valeur théorique correspondante.

Une approche du même phénomène consiste à ajuster directement les points expérimentaux par une forme de raie théorique. Ces deux approches nécessitent la connaissance d'un même processus physique : le ralentissement des ions dans la matière.

II. 3. 1 *Ralentissement des ions dans la matière*.

Dans l'étude de ce processus (Li 63, Bl 66), les interactions ions-électrons (caractérisées par un pouvoir d'arrêt électronique $\frac{dX}{dx}\Big|_e$) et les interactions ion-noyau (caractérisées par un pouvoir d'arrêt nucléaire $\frac{dE}{dx})_n$

sont traitées séparément. Le pouvoir total d'arrêt est égal à :

$$-\frac{dE}{dx} = f_e \left(-\frac{dE}{dx}\right)_e + f_n \left(-\frac{dE}{dx}\right)_n$$

Si l'on considère le ralentissement d'un ion d'énergie E, de masse A_1 et de charge Z_1, tels que :

$$(137/c)(2E/A_1)^{1/2} \leqslant Z_1^{2/3}$$

dans un milieu (A_2, Z_2), le pouvoir d'arrêt électronique se met sous la forme :

$$\left(-\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e = k_e \varepsilon^{1/2}$$

$$k_e = 0.0793\, Z_1^{1/6} \frac{Z_1^{1/2} Z_2^{1/2} (A_1 + A_2)^{3/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4} A_1^{3/2} A_2^{3/2}}$$

avec

$$\varepsilon = \frac{a A_2 E}{Z_1 Z_2 e^2 (A_1 + A_2)} \quad , \quad \rho = 4\pi a^2 N \frac{A_1 A_2 x}{(A_1 + A_2)^2}$$

$$a = 0.8853\, h^2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} / me^2$$

Dans ces expressions x est la distance parcourue et N, le nombre d'atomes par unité de volume.

Pour le pouvoir d'arrêt nucléaire, les formes utilisées sont nombreuses et différentes surtout pour les vitesses faibles ($137\, v/c < 0{,}7$). Nous avons adopté dans ce travail, l'expression

$$\left(-\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n = (2\varepsilon)^{-1} \mathrm{Log}\, \varepsilon$$

En fait l'existence de nombreuses expressions pour les pouvoirs d'arrêt est due aux incertitudes expérimentales qui sont de l'ordre de 20 % ; les facteurs correctifs f_e et f_n employés varient entre 0,8 et 1,2.

II. 3. 2 *Facteur d'atténuation.*

Définition : A un instant t, la variation d'énergie apparente du rayonnement γ émis par un noyau animé d'une vitesse v(t) s'écrit (au premier ordre en v/c)

$$E(\theta,t) = E_\gamma(\theta,t) - E_0 = E_0 v(t)\cos\theta/c$$

Les rayonnements γ sont émis entre t = 0 (instant de production des noyaux excités B^*) et le temps t correspondant à la désexcitation de ces noyaux. Le détecteur Ge(Li) est sensible à l'énergie moyennée dans le temps et les noyaux B^* étant ralentis, l'énergie détectée $< \Delta E_\tau(\theta,t) >$ ne sera pas $< \Delta E(\theta,t = 0) >$ mais une fraction $F(\tau)$ de celle-ci :

$$F(\tau) = \frac{< E_\tau(\theta,t) >}{< E(\theta,t = 0) >} = \frac{< v_\tau(t) >}{< v(t = 0) >}$$

Le facteur d'atténuation $F(\tau)$ ne dépend pas de t puisque la moyenne sur t a été faite, mais dépend du milieu ralentisseur (qui peut être la cible elle-même) et de la vie moyenne τ. Les valeurs de $F(\tau)$ sont comprises entre 0 et 1.

. $F(\tau) = 0$ est caractéristique d'une vie moyenne longue par rapport au temps de ralentissement (pas de déplacement Doppler) ;

. $F(\tau) = 1$ est caractéristique - au contraire - d'une vie moyenne courte par rapport au temps de ralentissement (déplacement Doppler maximal).

Forme analytique :

Pendant le ralentissement, les noyaux B^* émettent des rayonnements γ suivant la loi ;

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\frac{N(t = 0)}{\tau}\exp(-t/\tau)$$

En faisant l'hypothèse que lors de la désintégration des N(t=0) noyaux crées à l'instant t=0, la distribution d'énergie est continue,

on peut écrire :

$$E_\gamma(\theta,t) = E_0(\ 1 + v(t)\cos\theta/c\ )$$

$$E_\gamma(\theta,t) = 1/N(t=0)\int_{N(t=0)}^{0} E_\gamma(\theta,t)dN(t)$$

$$= E_0(\ 1 + F(\tau)v(t=0)\cos\theta/c\ )$$

d'où

$$F(\tau) = \left(1/\tau\ v(t=0)\right)\cdot\int_0^\infty \exp(\ -t/\tau\ )v(t)dt$$

La détermination de la vie moyenne τ revient à comparer la valeur expérimentale de $F(\tau)$ à celles calculées pour toute une série de valeurs de τ (en général de 10^{-14} s à 10^{-11} s).

II. 3. 3 *Etude de la forme de la raie* [Wa 67] .

Au lieu de tenir compte uniquement du barycentre de la raie pour déterminer le facteur $F(\tau)$ expérimental, il est possible de faire correspondre une forme de raie $\frac{dN(v)}{dv}$ calculée, dépendant donc de la vie moyenne τ et du milieu ralentisseur, au spectre en énergie expérimental $\frac{dN(E)}{dE}$ "convolué" par la réponse du détecteur.

Pour cela une approche phénoménologique du pouvoir d'arrêt est utilisée

$$\frac{dE}{dx} = K_e\frac{v_z}{v_o} + K_n\frac{v_o}{v_z} - K_3\left(\frac{v_z}{v_o}\right)^3 \quad , \quad v_o = c/137$$

Chaque fois que les données expérimentales ne sont pas disponibles, les coefficients K_e et K_n sont pris égaux à :

$$K_e = 11.53\ Z_2\ Z_1^{7/6}\ /A_2(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}\ \ \text{keV.cm}^2/\mu\text{g}$$

$$K_n = (4\pi NZ_1^2Z_2^2e^4/A_2)\mathrm{Log}(aA_1A_2/(A_1 + A_2)Z_1Z_2e^2) \quad \mathrm{keV.cm^2/\mu g}$$

Le paramètre K_3 sert à ajuster le pouvoir d'arrêt électronique pour des vitesses v telles que $\frac{v}{v_o} > Z_1^{2/3}$.

Pratiquement toute une série de formes de raie sont engendrées pour différentes valeurs de τ et peuvent être ainsi comparées au spectre expérimental. La réponse du détecteur Ge(Li) est déduite de mesures de radioactivité de rayonnement γ d'énergie aussi proche que possible que celle de la raie à étudier.

La grande sensibilité des formes de raie à la vie moyenne τ est montrée sur la figure 11.

II. 4 *Cas des réactions d'évaporation de plusieurs particules.*

Ce sont les cas des réactions induites par ions lourds ou par particules α où l'émission de plusieurs particules (neutrons, protons) est observée. Les méthodes de coincidence sont ici totalement inapplicables. Pour le calcul de la vitesse v, les particules légères émises prennent une quantité de mouvement faible par rapport à celle du noyau composé formé, l'énergie cinétique du noyau de recul est donc sensiblement égale à celle du centre de masse (dans le système du laboratoire). D'autre part, utilisant des cibles très épaisses lors des mesures de vie moyenne, nous avons, au préalable, mesuré les fonctions d'excitation en cible mince de façon à tenir compte de la variation de la section efficace de production des noyaux de recul en fonction de l'énergie. Si le nombre de particules évaporées est faible ($\lesssim 2$), la largeur à mi-hauteur des fonctions d'excitation est de l'ordre de 5 MeV, donc pratiquement, seule la vitesse correspondant à l'énergie donnant le maximum de production des noyaux de recul contribue à la réaction.Ceci est illustré sur la figure 12 où une analyse en χ^2 a été effectuée pour différentes vies moyennes de la réaction $^{54}Fe(\alpha,p)^{57}Co$. Pratiquement, seule l'énergie de 16 MeV contribue à la production de ^{57}Co. Nous avons également tenu compte du fait que chaque niveau étudié pouvait être alimenté de différentes manières, soit directement par particules, soit

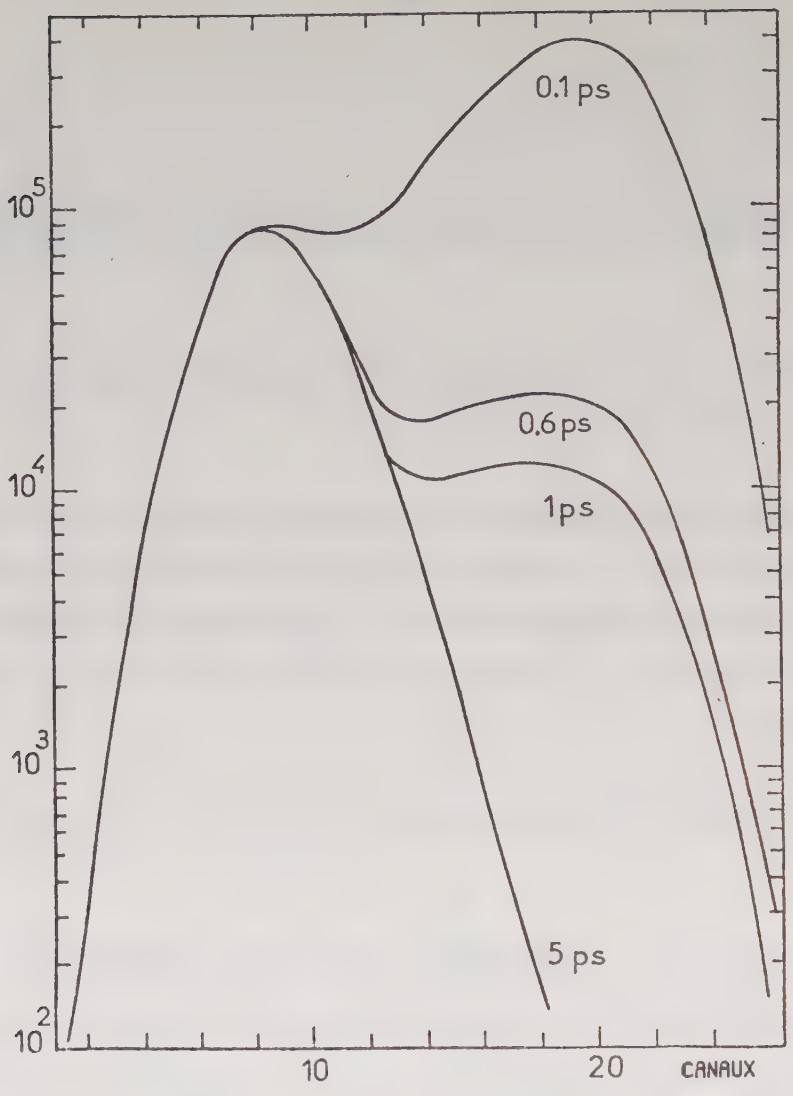


Fig. 11. Exemples de formes de raies issues de niveaux de différentes vies moyennes. La normalisation a été effectuée sur la partie de la raie ne subissant pas l'effet Doppler. La réaction utilisée est $^{54}Fe(\alpha,p)^{57}Co$ (raie 1224 keV) à 18 MeV, le milieu de recul est ^{54}Fe, chaque canal (en abscisses) correspond à 0,6182 keV.

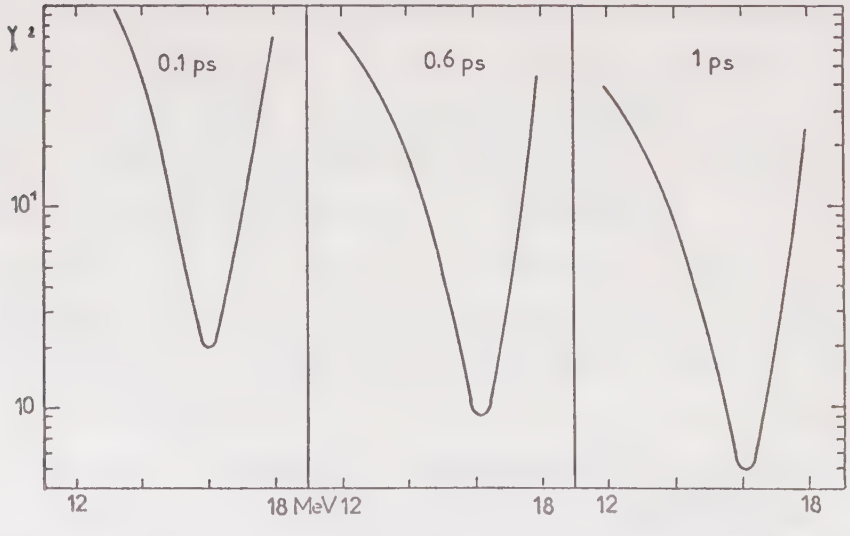
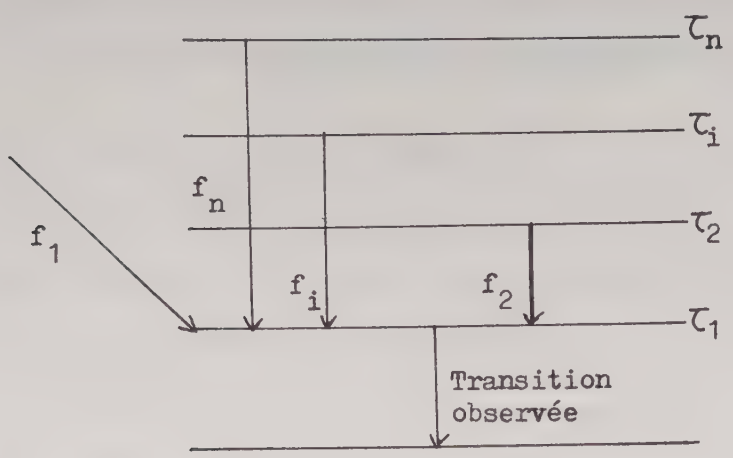


Fig. 12. Courbes $\chi^2(E)$ tenant compte des fonctions d'excitation de la réaction $^{54}Fe(\alpha,p)^{57}Co$. Le minimum de $\chi^2(E)$ correspond à E ≃ 16 MeV pour les niveaux de vie moyenne comprise entre 0,1 et 1 ps.

par rayonnement γ provenant d'un autre niveau (ou les deux) :



Dans ce cas, les vies moyennes τ_i alimentant le niveau étudié (avec leur pourcentage d'alimentation f_i) ont été considérées dans le facteur d'atténuation $F(\tau)$.

On peut écrire :

$$F(\tau_1,..\tau_i,..\tau_n) = \left(f_1 + \sum_{i=2}^{n} f_i \frac{1}{\tau_1 - \tau_i} \right) F(\tau_1) + \sum_{i=2}^{n} f_i \frac{\tau_i}{\tau_i - \tau_1} F(\tau_i)$$

Nous avons modifié le code SHAPE 6 [Wa 67] pour tenir compte de ces effets. L'analyse a été faite d'abord en supposant $f_i = 0$ de façon à déterminer les vies moyennes observées de chaque niveau. Nous avons utilisé les valeurs déduites de cette analyse pour déterminer les vies moyennes réelles de chaque niveau en tenant compte des τ_i ainsi calculés et des f_i correspondants. D'autre part, malgré une étude minutieuse des schémas des niveaux, certaines transitions peuvent échapper à l'expérience : nous supposons que ces transitions proviennent de niveaux de vie moyenne de l'ordre de 0,1 ps [Ko 75]. Cette limite est probablement surestimée car nous avons pu observer des vies moyennes inférieures à cette valeur.

Les incertitudes expérimentales des valeurs des vies moyennes déduites de ce travail ont été déterminées dans l'intervalle de confiance (analyse en χ^2) de 90 %.

Les méthodes d'analyse développées ci-dessus nous ont permis de déduire les résultats expérimentaux qui sont exposés dans le chapitre suivant.

REFERENCES DU CHAPITRE 2

Fe 65 : A.J. Ferguson, Angular correlation methods in gamma ray spectroscopy (North Holland publ. Co. Amsterdam 1965).

Wa 67 : E.K. Warburton, J.W. Olness, A.R. Poletti, Phys. Rev. 160(1967) 938.

Ya 67 : T. Yamazaki, Nucl. data A3 (1967) 1.

Tw 70 : P.J. Twin, Nucl. Inst. Meth. 106 (1973) 481.

Kr 73 : K.S. Krane, R.M. Steffen, R.M. Wheeler, Nucl. Data. A11 (1973) 1.

Ro 74 : H. Ronsin, note CEA-N-1715 et références incluses.

Dr 75 : M.A. Van Driel, G.A.P. Engelbertink, H.H. Eggenhuisen, L.P. Ekström J.A.J. Hermans, Phys. Lett. 59B (1975) 336.

Chapitre 3

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats expérimentaux concernant les noyaux ^{58}Ni, $^{56\text{-}57}$Fe, et $^{56\text{-}57\text{-}58}$Co qui font l'objet du présent travail.

Nous avons étudié chaque noyau au moyen de réactions nucléaires induites par ^{12}C et α ; nous expliciterons la nature de ces réactions au cours de l'exposé des résultats relatifs à chaque noyau après avoir rappelé les résultats déjà connus avant cette étude. Cependant, la remarque générale suivante peut-être faite : l'étude des niveaux de haut spin dans la couche f-p est très récente et, dans la plupart des cas, seuls les niveaux de spin petit (≤ 4) étaient connus et identifiés avant le présent travail.

Les conditions d'expériences et leurs analyses ont été exposées dans les chapitres 1 et 2. Nous en rappelons les traits essentiels:

. Les schémas des niveaux sont obtenus au moyen de mesures de coincidences γ-γ, de fonction d'excitation et de spectres enregistrés en libre à 55° du faisceau incident pour des énergies γ comprises entre 200 et 2500 keV environ. Chaque cascade de désexcitation a été déduite de spectres γ projetés sur chacun des deux détecteurs, des mesures de coincidences γ-γ.

. Les énergies des transitions γ ont été déterminées à l'aide de spectres enregistrés à 90° du faisceau incident. Cet angle a été choisi, car les dé-

placements par effet Doppler y sont négligeables. La précision sur les énergies γ dépend de nombreux facteurs : résolution du détecteur, méthode de dépouillement et qualité des spectres, pic isolé ou compris dans un multiplet, précision sur les énergies des raies d'étalonnage, linéarité de la chaîne électronique. Dans notre cas, la précision sur les énergies des transitions mises en évidence est inférieure à 1 keV.

. Les spins J et les coefficients de mélanges multipolaires δ sont obtenus en général, en utilisant à la fois les données des coincidences γ-γ et celles des distributions angulaires (méthode DCO). Lorsque l'une des deux mesures n'était pas significative (raie d'intensité faible ou raie contaminée), nous avons utilisé seulement l'autre mesure (distributions angulaires ou coincidences asymétriques). Les solutions retenues pour J et δ sont à l'intérieur de la limite de confiance de 99 % et sont en accord avec l'ensemble de nos résultats expérimentaux.

. Les vies moyennes sont mesurées par la méthode de l'atténuation de l'effet Doppler. Ne disposant pas de valeurs expérimentales précises, (dans notre domaine d'énergie) concernant le ralentissement des ions dans les matériaux, nous n'avons fait aucune correction sur les pouvoirs d'arrêt nucléaire et électronique ($f_n = f_e = 1$) donnés par la théorie (chapitre 2). La vitesse de l'ion de recul a été calculée à l'énergie correspondant au maximum de la fonction d'excitation, en supposant un mécanisme de formation de noyau composé. Nous avons tenu compte de la durée de vie de chaque niveau alimentant par rayonnement γ le niveau étudié. Les erreurs sur les vies moyennes sont déterminées en prenant une limite de confiance de 90 % dans l'analyse en $\chi^2(\tau)$.

I. LE NOYAU ^{58}Ni.

Les niveaux de ^{58}Ni ont été étudiés au moyen de très nombreuses réactions, en particulier par (p,p') [Te 67, Ja 67] ; (α,α) [Ja 67, In 68] ; (p,t) [Su 70] ; (^{3}He,n) [Ev 72] ; (e,e') [Be 7] et, plus récemment, (^{16}O, ^{12}C), (^{18}O, ^{14}C) [Ma 75] ; (^{6}Li,d) [Fu 75] ; (p,p') (à 1 GeV de protons) [Be 74] ; par décroissance β^+ de ^{58}Cu [Ra 70] et enfin par (^{16}O, ^{12}C γ) [Ba 74] et (^{12}C, ^{8}Be), [Ma 76]. Les durées de vie de quelques niveaux ont été mesurées par les techniques basées sur l'effet Doppler [Be 69, St 71] et plusieurs spins ont été mesurés à l'aide des techniques de corrélations angulaires particules-γ [Pa 67].

Nous avons peuplé les niveaux de ^{58}Ni au moyen des réactions ^{48}Ti (^{12}C, 2nγ) à des énergies de ^{12}C comprises entre 26 et 48 MeV et par les réactions $^{56}Fe(\alpha, 2n\gamma)$ entre 18 et 24 MeV d'énergie des particules α.

Le schéma des niveaux déduit de ces études est donné à la figure 13 et comparé à celui précédemment connu [Nu 73]. Les quatre premiers niveaux excités ont été également mis en évidence dans un autre laboratoire [Sm 73] par la réaction $^{45}Sc(^{16}O, p\ 2n\gamma)$ à $E_{^{16}O}$ = 46 MeV.

La comparaison (tableau I) du peuplement des niveaux de ^{58}Ni, par ^{12}C + ^{48}Ti et ^{56}Fe + α montre que les niveaux de grand spin sont alimentés, en valeurs relatives, préférentiellement par ^{12}C que par α. Ceci est dû au moment angulaire beaucoup plus grand apporté par les ions ^{12}C ($\simeq$ 17 $\hbar$ avec r_o = 1,55 fm) que par les particules α ($\simeq$ 8 $\hbar$ avec r_o = 1,25 fm).

Dans le tableau II, nous avons regroupé toutes les solutions déduites des analyses de nos expériences [Ba 76].

Niveaux à 1454 keV et 2459 keV.

Ces niveaux sont connus comme étant de parité positive et de spin 2 et 4 respectivement. Nous avons utilisé ces valeurs pour tester la validité de notre méthode d'analyse et nos résultats sont en accord avec ces valeurs (2 et 4) de spin.

Niveaux à 3619 keV.

La valeur la plus probable pour le spin de ce niveau est 4, [Be 69, St 71 et Va 67] mais les valeurs 2 et 3 ne sont pas totalement exclues [St 71]. Nos résultats ne permettent pas de trancher entre les solutions J = 4 et J = 5 bien que la probabilité de cette dernière solution soit plus faible (tableau II). En tenant compte des résultats précédents, et de l'existence probable d'une transition de 2165 keV vers le niveau à 1454 keV, nous attribuons la valeur J = 4 pour le spin de l'état excité à 3619 MeV. La parité de cet état est positive [St 71] : c'est donc très probablement l'état 4_2^+ de ^{58}Ni.

Niveau à 4381 keV.

J = 5 est la valeur la plus probable (tableau II), pour le spin de ce

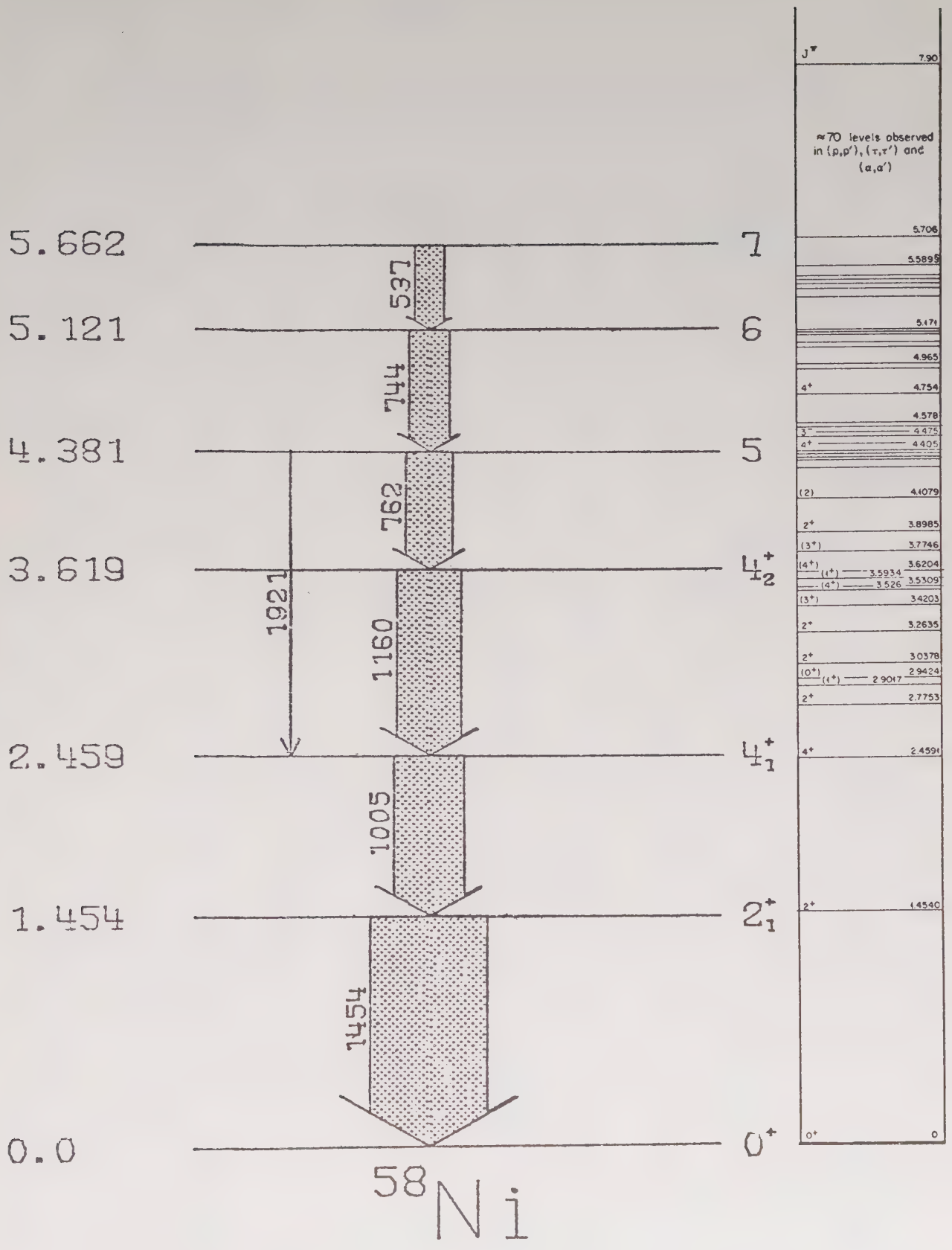


Fig. 13. Comparaison des niveaux mis en évidence dans ce travail avec ceux de petit spin précédemment connus [Nu 73]. La largeur des traits des transitions γ est proportionnelle aux intensités observées dans $^{48}Ti + ^{12}C$ à 35 MeV.

Tableau I

Comparaison des intensités des transitions observées de ^{58}Ni produit par $^{56}Fe + \alpha$ et $^{48}Ti + {}^{12}C$.

E_i(KeV)	E_f(KeV)	E_γ	$^{56}Fe(\alpha,2n\gamma)^{58}Ni$ E_α = 24 MeV	$^{48}Ti(^{12}C,2n\gamma)^{58}Ni$ $E_{^{12}C}$ = 35 MeV
1454	0	1454	100	100
2459	1454	1005	75	90
3619	2459	1160	25	60
4381	3619	762	25	40
5125	4381	744	10	35
5662	5125	537	10	30

Tableau II

Solutions déduites de l'analyse en χ^2 des transitions de ^{58}Ni mises en évidence dans le présent travail.

E_x(MeV)	J_f	J_i	δ	χ^2 probabilité %
3.619	4	4	$-0,04 \pm 0,07$	18
		5	$0,40 \pm 0,08$	8
			$6,3\ ^{+\ 3,2}_{-\ 0,7}$	1
		3	$-0,4\ ^{+\ 0,1}_{-\ 0,3}$	3
4.381	4	5	$-\ 4\ ^{+\ 1}_{-\ 6}$	30
			$0,03\ ^{+\ 0,06}_{-\ 0,08}$	17
		3	$0,10\ ^{+\ 0,08}_{-\ 0,07}$	2
		4	$-\ 3\ ^{+\ 2}_{-\ 8}$	2
5.125	5	6	$-2,5\ ^{+\ 0,6}_{-\ 0,8}$	40
			$-0,20\ ^{+\ 0,10}_{-\ 0,15}$	40
		4	$+0,4\ ^{+\ 0,1}_{-\ 0,2}$	10
			$+4,0\ ^{+\ 8}_{-\ 2}$	10
5.662	6	7	$-0,20\ ^{+\ 0,05}_{-\ 0,09}$	70
			$-2,7\ ^{+\ 0,04}_{-\ 0,06}$	2
		5	$+0,25\ ^{+\ 0,05}_{-\ 0,03}$	2
			$4. \mp 1,$	2

niveau. Deux valeurs pour le mélange multipolaire δ sont possibles :(raie 762 keV)

$$\delta = -\ 4^{+1}_{-6} \quad \text{et} \quad \delta = +\ 0{,}03^{+\ 0{,}06}_{-\ 0{,}08}$$

Cependant, ce niveau se desexcite vers les deux niveaux 4^+ (4^+_2, E_γ = 762 keV et 4^+_1, E_γ = 1922 keV) ; ceci conduit à privilégier la valeur qui donne à sa désexcitation un caractère dipolaire (δ = 0,03).

Niveau à 5125 keV.

La raie de 744 keV qui desexcite ce niveau contient une contribution non négligeable de la raie de même énergie de ^{52}Cr produite par ^{48}Ti(^{12}C, 2α). Nous n'avons utilisé que les données des coincidences γ-γ pour étudier ce niveau.

Le tableau II montre que la valeur la plus probable pour le spin de ce niveau est J = 6 avec deux valeurs possibles pour δ :

$$\delta = -\ 0{,}20^{+\ 0{,}12}_{-\ 0{,}16} \quad \text{et} \quad \delta = -\ 2{,}5^{+\ 0{,}7}_{-\ 1{,}0}$$

Ce niveau ne doit pas être confondu avec le niveau J = 6 à 5,17 MeV [In 68] observée dans les réactions (α,α') et qui décroît à 100 % vers le niveau 4^+_1 [Be 69].

Niveau à 5662 keV.

Ce niveau se desexcite directement vers le niveau excité à 5125 keV par une transition γ de 537 keV. La valeur la plus probable de son spin est J = 7 et sa desexcitation s'effectue avec un mélange multipolaire δ égal à $-\ 0{,}20^{+\ 0{,}05}_{-\ 0{,}09}$.

Par spectroscopie γ, nous avons pu mettre en évidence certains niveaux excités de ^{58}Ni et en étudier les caractéristiques. Il est intéressant de comparer nos résultats à ceux obtenus par ^{54}Fe(^{16}O, ^{12}C γ) à 48 MeV d'énergie incidente [Ba 74]. En effet, les raies mises en évidence correspondent à celles observées dans le présent travail jusqu'au niveau de 4,381 MeV ; la statistique n'était pas suffisamment grande pour observer éventuellement d'autres cascades de désexcitation, mais on peut remarquer que dans les deux réactions (^{54}Fe + ^{16}O et ^{48}Ti + ^{12}C) la même sélectivité est observée dans les niveaux de ^{58}Ni.

II. LES ISOTOPES 56 ET 57 DU FER.

II. 1. *Le noyau ^{56}Fe*

Nous avons étudié [Be 76] ce noyau à partir des réactions $^{50}Cr(^{12}C,\alpha\ 2p)$ $^{54}Fe(\alpha, 2p)$ et $^{56}Fe(\alpha-\alpha')$. Les fonctions d'excitation ont été mesurées de 26 MeV à 58 MeV avec le faisceau de ^{12}C et de 12 MeV à 24 MeV avec le faisceau de particules α, par pas de 2 MeV. Les mesures de coincidences ont été effectuées à 48 MeV avec les ions ^{12}C et à 24 MeV avec les particules α dans la réaction $^{56}Fe(\alpha,\alpha')$ tandis que les distributions angulaires ont été faites à 48 MeV et à 24 MeV en ^{12}C et en α respectivement. Les vies moyennes ont été déduites uniquement des expériences en alpha, à la fois en cibles épaisses ($\sim$ 100mg/cm^2) et en cibles relativement minces ($\sim$ 1,5 mg/cm^2).

Le schéma de désexcitation (figure 14) déduit de ce travail est en accord, pour la séquence des niveaux, avec celui [Po 74] déduit de l'analyse des réactions $^{51}V(^{7}Li, 2n)$, mais contient en plus le niveau à 3123,4 keV et quatre nouvelles transitions entre niveaux de grand spin.

Niveau à 2085,0 keV.

Le spin de ce niveau était déjà connu comme étant égal à 4 ; sa vie moyenne avait aussi été mesurée [Se 69]. Le présent travail permet de confirmer ces valeurs (tableau III).

Niveau à 3123,4 keV.

La valeur J = 4 , déjà attribuée au spin de niveau [Se 69] est confirmée par le présent travail. Pour la durée de vie nous trouvons une valeur (0,19±0,08ps) du même ordre de grandeur que celle déjà déterminée [0,065 $^{+\ 0,07}_{-\ 0,04}$ ps]. Ce niveau se désexcite entièrement vers le niveau à 2085 keV et il est faiblement alimenté dans nos expériences ; le coefficient de mélange multipolaire a été déterminé uniquement par la distribution angulaire de la raie de 1038,4 keV (Tableau III).

Niveau à 3388,5 keV.

Ce niveau se désexcite uniquement vers le niveau à 2085 keV(4^+) par émission du rayonnement γ de 1303,5 keV. Nous confirmons la valeur J = 6 précédemment attribuée [Po 74, La 74] pour le spin de ce niveau. Sa durée

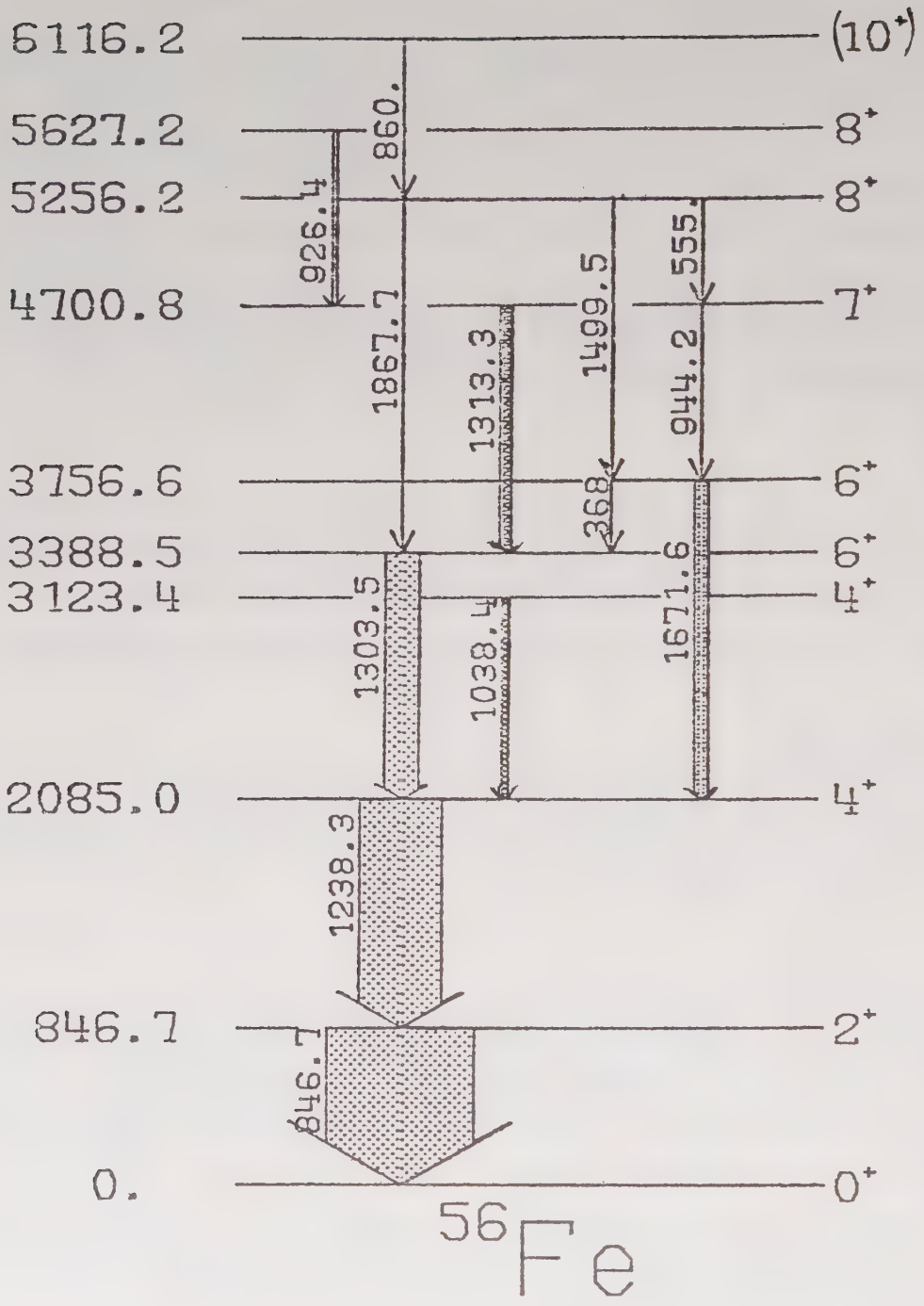


Fig. 14. Niveaux de ^{56}Fe observés dans le présent travail. Les intensités relatives sont déduites de $^{54}Fe(\alpha,2p)$ à 24 MeV.

Tableau III

Propriétés des transitions γ de ^{56}Fe déduites du présent travail

$J_i \rightarrow J_f$	E_γ (keV)	Rapport de branchement	A_2	A_4	δ(E2/M1)	Vie moyenne du niveau J_i (p_sec)		
						Présent travail	Travaux antérieurs	Valeurs adoptées
$2_1^+ \rightarrow 0_g^+$	846,8	1					9,7±.3 [a]	9,7± .3
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	1238,3	1	0,32 ± 0,03	- 0,03 ± 0,03		$.95^{+.35}_{-.20}$	$1,0^{+.6}_{-.3}$ [b]	$.95^{+.35}_{-.20}$
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	1038,0	1	0,22 ± 0,03	- 0,04 ± 0,04	-.16 ± .11 1,26 ± .26	.19±.08	$.065^{+.07}_{-.04}$ [b]	$.11^{+.06}_{-.04}$
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	1303,5	1	0,32 ± 0,03	- 0,06 ± 0,03		$3.9^{+4,1}_{-1,7}$		$3,9^{+4,1}_{-1,7}$
$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	1671,6	.76±.05	0,32 ± 0,03	- 0,02 ± 0,03		.20±.0,4	.18±.03 [c]	.19±.03
$\rightarrow 6_1^+$	368,0	.24±.05	0,27 ± 0,03	- 0,01 ± 0,01	.00±.05			
$(7^+) \rightarrow 6_1^+$	1312,3	.82±.03	-0,10 ± 0,02	- 0,06 ± 0,05	.08±.08	.12±.04		.12±.04
$\rightarrow 6_2^+$	944,2	.18±.03						
$(8^+) \rightarrow 6_1^+$	1867,7	.73± 04	0,27 ± 0,04	- 0,10 ± 0,04		$.45^{+.17}_{-.09}$	.49±.05 [c]	.48±.05
$\rightarrow 6_2^+$	1499,5	.27±.04	0,27 ± 0,05	- 0,04 ± 0,06				

a) [Nu 73], b) [Se 69], c) [Ur 75]

de vie a été mesurée pour la première fois et nous avons trouvé une valeur très longue ($3,9^{+\ 4,1}_{-\ 1,7}$ ps) pour un niveau situé à cette énergie d'excitation.

Niveau à 3756,6 keV.

Il se désexcite à 24 % vers le niveau à 3388,5 keV (6) et à 76 % vers le niveau à 2085 keV (4). Son spin n'est pas bien établi expérimentalement ; J = 6 est la valeur la plus probable [La 74] trouvée à partir de l'analyse d'expériences (n, n'γ) et (p, p'γ) à relativement basse énergie à l'aide du modèle statistique (Hauser-Feshbach) tandis que J = 5 est la valeur déduite [Po 74] de l'analyse des réactions $^{51}V(^{7}Li, 2n\gamma)$. Cependant, cette dernière valeur (J = 5) a été donnée uniquement sur la base de l'analyse en polynômes de Legendre de la transition de 1671,6 keV ; le coefficient A_2 de son développement a été trouvé négatif et le caractère dipolaire en a été déduit. Au contraire, nous avons trouvé, dans toutes nos expériences, en tenant compte de la partie de la raie qui subit l'effet Doppler, des valeurs A_2 essentiellement positives (tableau III) à la fois pour la raie de 1671,6 keV et celle de 368 keV ; nous attribuons donc la valeur J = 6 pour le niveau excité à 3756,6 keV.

Nous avons également mesuré la vie moyenne de ce niveau (figure 15 b), la valeur trouvée $\tau = 0,20 \pm 0,04$ ps est très différente de celle du niveau à 3388,5 keV, qui a le même spin (J = 6) et qui est situé à 368 keV seulement. Nous reviendrons plus en détail dans les chapitres suivants sur ce fait et nous tenterons d'en donner une explication.

Nous proposons également, à partir des mesures de leur durée de vie, la parité positive pour chacun des deux niveaux à 3388,5 keV et 3756,6 keV. En effet, ces deux niveaux se désexcitent vers le 4^{+}_{1} (2085 keV), la parité négative impliquerait des transitions du type M2 très favorisées (facteurs > 200 et 1000 respectivement) et donc improbables.

Niveau à 4700,8 keV.

Ce niveau se désexcite à 82 % vers le 6^{+}_{1} et à 18 % vers le 6^{+}_{2}. La transition vers le 6^{+}_{1} (1312,3 keV) montre un caractère dipolaire ($A_2 \sim -0,10$ et $A_4 \sim 0,0$). D'autre part, aucune transition aboutissant à un niveau de spin 4 n'a pu être mise en évidence. Nous attribuons donc à ce niveau la valeur J = 7, en accord avec celle précédemment proposée [Po 74].

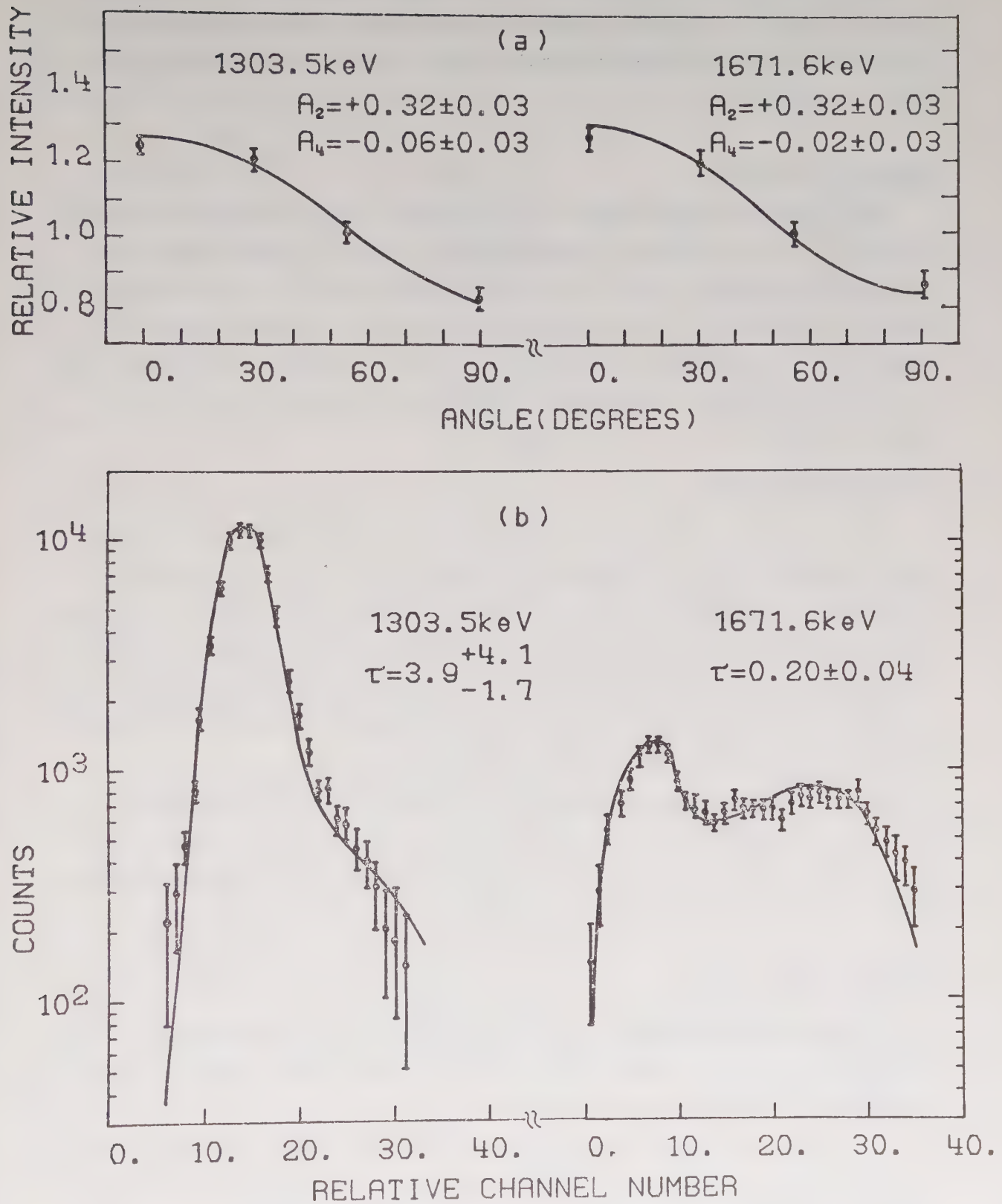


Fig. 15.a) Distributions angulaires des raies 1305,5 keV ($6_1^+ \rightarrow 4_1^+$) et 1671,6 keV($6_2^+ \rightarrow 4_1^+$) de ^{56}Fe. b). Formes des raies γ de 1305,5 keV et 1671,6 keV observées dans ^{54}Fe(α,2p) à 24 MeV. Chaque canal correspond à 0,4613 keV.

Nous avons mesuré également la vie moyenne de ce niveau, la valeur trouvée (0,12 ± 0,04 ps) est caractéristique d'une transition accélérée et en accord avec le caractère dipolaire (M1) déduit des seules distributions angulaires.

Niveau à 5256,2 keV.

Ce niveau est relativement fortement excité dans les réactions induites par ^{12}C. Il se désexcite surtout (56 %) vers le niveau à 3388,5 keV (6^+_1), mais aussi (32 %) vers le niveau à 3756,6 keV (6^+_2) et (12 %) vers le niveau à 4700,8 keV (7^+_1). La distribution angulaire des deux premières transitions, typiquement quadrupolaire et la vie moyenne relativement longue ($0{,}45^{+\ 0{,}17}_{-\ 0{,}09}$ ps) de ce niveau à 5256,2 keV conduisent à proposer les caractéristiques $J^\pi = 8^+$ à ce niveau.

Niveau à 5627,2 keV.

Ce niveau a été mis en évidence grâce à sa désexcitation (927,4 keV) vers le niveau $7^+ | E_x = 4700{,}8$ keV$|$. Cependant, ce niveau est faiblement alimenté dans nos expériences et, bien que la raie de 927,4 keV soit nettement observée en coincidence avec toutes les autres transitions de la cascade, son intensité n'a pu être évaluée. De même, dans les spectres libres, le fond sur laquelle se surperpose cette raie est important et la distribution angulaire correspondante n'a pu être extraite.

Les mêmes difficultés expérimentales dans l'étude de la réaction $^{51}V(^7Li, 2n\gamma)^{56}Fe$[Po 74] n'ont pas permis de déduire le spin du niveau à 5627,2 keV de ^{56}Fe, seule la comparaison avec les résultats des calculs du modèle en couches permet de suggérer le spin 8 pour ce niveau.

Niveau à 6116,2 keV.

Ce niveau est également faiblement peuplé dans nos réactions ; sa désexcitation vers le niveau à 5256,2 keV (8^+) par la raie de 860 keV a permis de la localiser.

La raie de 860 keV a été observée seulement dans les réactions $^{50}Cr(^{12}C, \alpha\ 2p)$ à 48 MeV qui, apportant un grand moment angulaire favorise les niveaux de grand spin. D'autre part, dans ces mêmes réactions, cette raie ne subit pas d'effet Doppler décelable et suggère donc un caractère retardé (E2) pour la transition 6116,2 keV → 5256,2 keV. Ces considérations conduisent à proposer les caractéristiques $J^\pi = 10^+$ pour le niveau excité à 6116,2 keV.

Cette étude de ^{56}Fe nous a permis de mettre en évidence plusieurs niveaux excités, de proposer un schéma de désexcitation et de déduire les spins de ces niveaux. En outre, les vies moyennes mesurées nous permettront (chapitre 5) de déduire des informations sur la structure de ^{56}Fe.

II. 2 *Le noyau ^{57}Fe.*

Nous avons peuplé les niveaux de ^{57}Fe au moyen des réactions ^{48}Ti (^{12}C, n2pγ) à 35 MeV d'énergie du faisceau de ^{12}C et M^{55}_{n} (α, pnγ) à 24 MeV d'α. L'énergie de 35 MeV pour les ions ^{12}C a été choisie surtout pour atteindre les niveaux de ^{58}Ni ; ^{57}Fe est relativement peu alimenté à cette énergie. Les transitions principales intenses observées sont celles de 1061 keV, 1682 keV et 256 keV ; elles correspondent à la cascade principale étudiée [Sa 72] par la réaction ^{54}Cr(α, nγ) à 14,2 MeV de particules α.

Le schéma des niveaux de grand spin de ^{57}Fe déduit du présent travail est représenté à la figure 16.

Notre étude ne nous a pas permis de déterminer les propriétés du premier niveau excité de ce noyau, à 14 keV d'énergie d'excitation, de même que la transition de 122 keV n'a pu être observée dans les expériences de coincidences γ-γ ; nous avons donc utilisé les résultats des travaux antérieurs [Nu 73] pour placer ces niveaux dans le schéma de désexcitation.

Le présent travail permet de confirmer les caractéristiques (énergie, spin) des niveaux déjà déterminées [Sa 72] par spectroscopie γ.

III. LES ISOTOPES 56, 57 ET 58 DU COBALT.

III. 1. *Le noyau ^{56}Co.*

Le noyau ^{56}Co a été très étudié au moyen de réactions induites par ions légers, telles que les réactions de transfert de deux particules par (^{3}He, p), (α, d), (d, α) ou (p, ^{3}He) ou les réactions d'échange de charge (p, n) ou (^{3}He, t) de même que par la désintégration par β^+ de ^{56}Ni [Sa 73 et références incluses].

Nous avons étudié [Be 75] ^{56}Co par les réactions ^{50}Cr(^{12}C, αpn) entre 26 et 58 MeV d'énergie incidente et ^{54}Fe(α, pn) avec des énergies de particules α comprises entre 12 et 24 MeV. La cascade principale que nous avons mise en évidence est constituée des transitions de 577 keV, 1705 keV et 1897 keV [fig. 17].

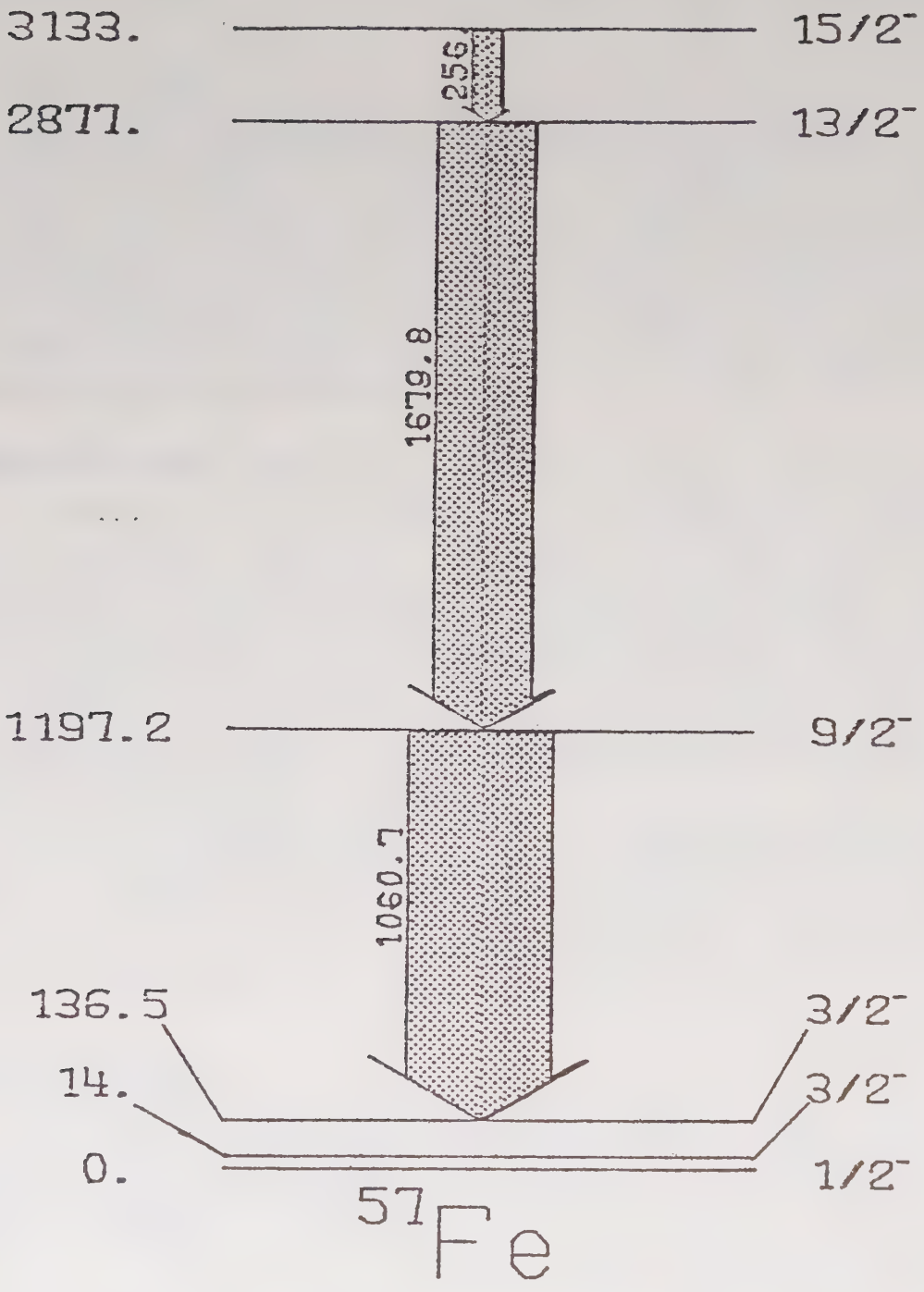


Fig. 16. Transitions γ de ^{57}Fe observées dans ce travail. Les intensités relatives sont déduites de la réaction $^{48}Ti(^{12}C,2pn)$ à 35 MeV.

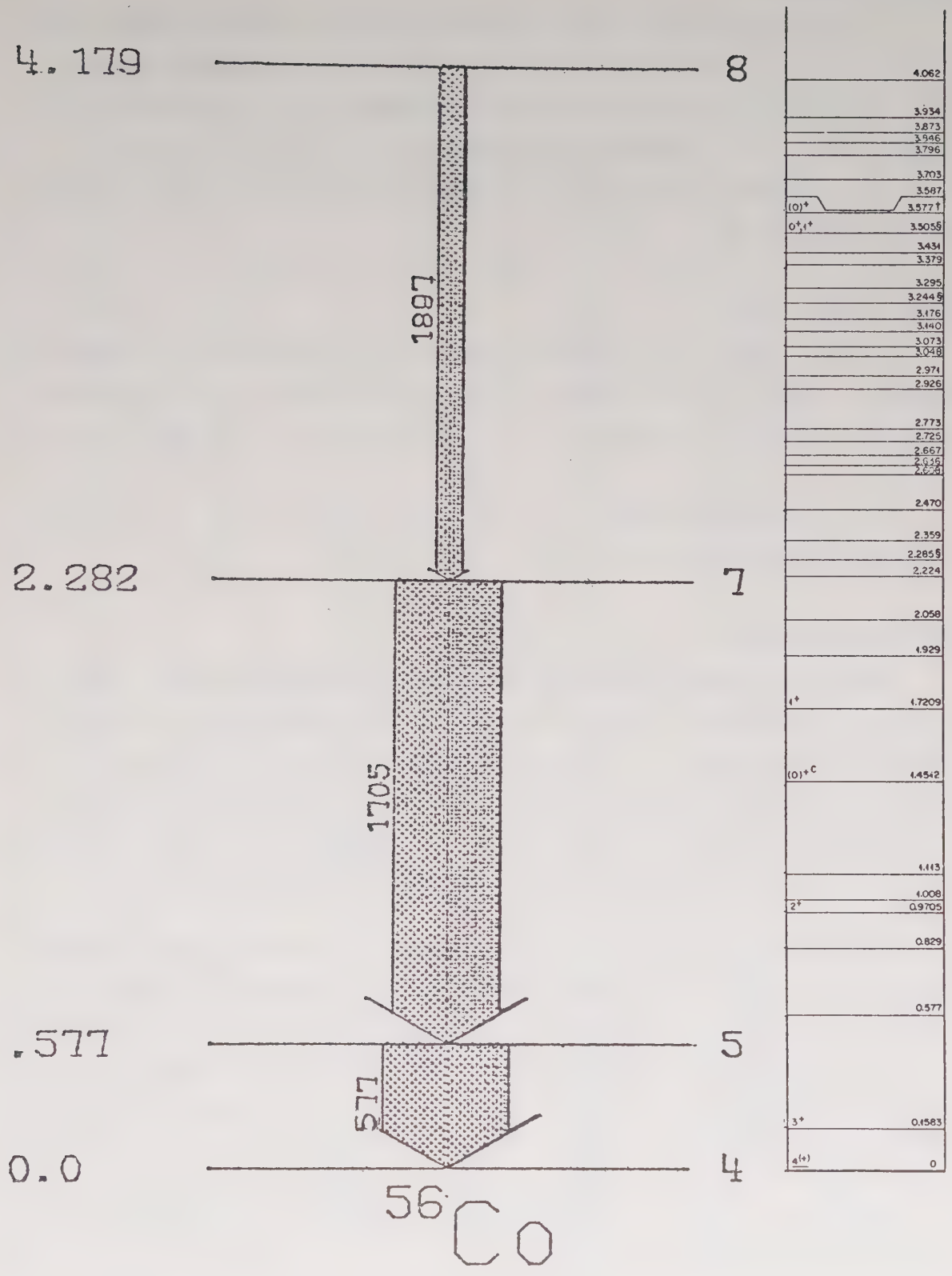


Fig. 17. Comparaison des niveaux de ^{56}Co mis en évidence dans ce travail avec ceux précédemment connus |Nu 73|. Les intensités relatives sont déduites de ^{50}Cr(^{12}C, αpn)^{56}Co à 48 MeV.

Niveau à 577 keV.

Le niveau fondamental ayant un spin 4 [Nu 73], seule la valeur J = 5 pour le spin du niveau à 577 keV est compatible avec l'ensemble de nos résultats expérimentaux (distributions angulaires γ et coincidences γ-γ). Le caractère de la transition qui désexcite ce niveau est dipolaire $\alpha < 0,05$, (figure 18). Ces résultats sont en accord avec ceux précédemment obtenus [Sa 73].

Niveau à 2282 keV.

Ce niveau est très fortement alimenté par un transfert L = 6 dans les réactions (^{3}He, t) et (d, α) alors qu'il est faiblement produit dans les réactions (^{3}He, p) ; la valeur J = 7 a été proposée [Br 70] pour son spin.

Le présent travail permet de confirmer la valeur J = 7 et d'attribuer le caractère purement quadrupolaire à la transition de 1705 keV.

Niveau à 4179 keV.

Ce niveau n'avait pas été mis en évidence expérimentalement avant ce travail, ni prédit par aucun calcul. Il est fortement alimenté dans les réactions induites par ^{12}C. La distribution angulaire de la raie 1897 keV et les coincidences γ-γ ne permettent pas à elles-seules de trancher entre les valeurs 6 ou 8 pour ce niveau. Pour cela, nous avons utilisé les fonctions d'excitation des trois raies γ observées dans ce travail.

Sur la figure 19, nous avons représenté la variation des intensités directes (non issues des niveaux précédents de la cascade) en fonction de l'énergie incidente. L'intensité de la transition 7→5 a été utilisée pour la normalisation. L'intensité de la raie 1897 keV augmente tandis que celle de 577 keV diminue avec l'énergie. Ceci confirme que le spin du niveau à 2282 keV est supérieur à celui de 577 keV et montre que J (4179 keV) > J (2282 keV). Nous adoptons donc la valeur J = 8 pour le niveau à 4179 keV. Le coefficient de mélange multipolaire déduit de nos mesures (figure 18) est $\delta = + 0,10 \pm 0,05$.

Le présent travail a donc permis de confirmer les valeurs J = 5 et 7, déduites de l'analyse en ondes distordues ou du mécanisme de désexcitation statistique, pour les spins des niveaux excités à 577 keV et 2282 keV respectivement. Il a permis également de mettre en évidence un autre nouvel

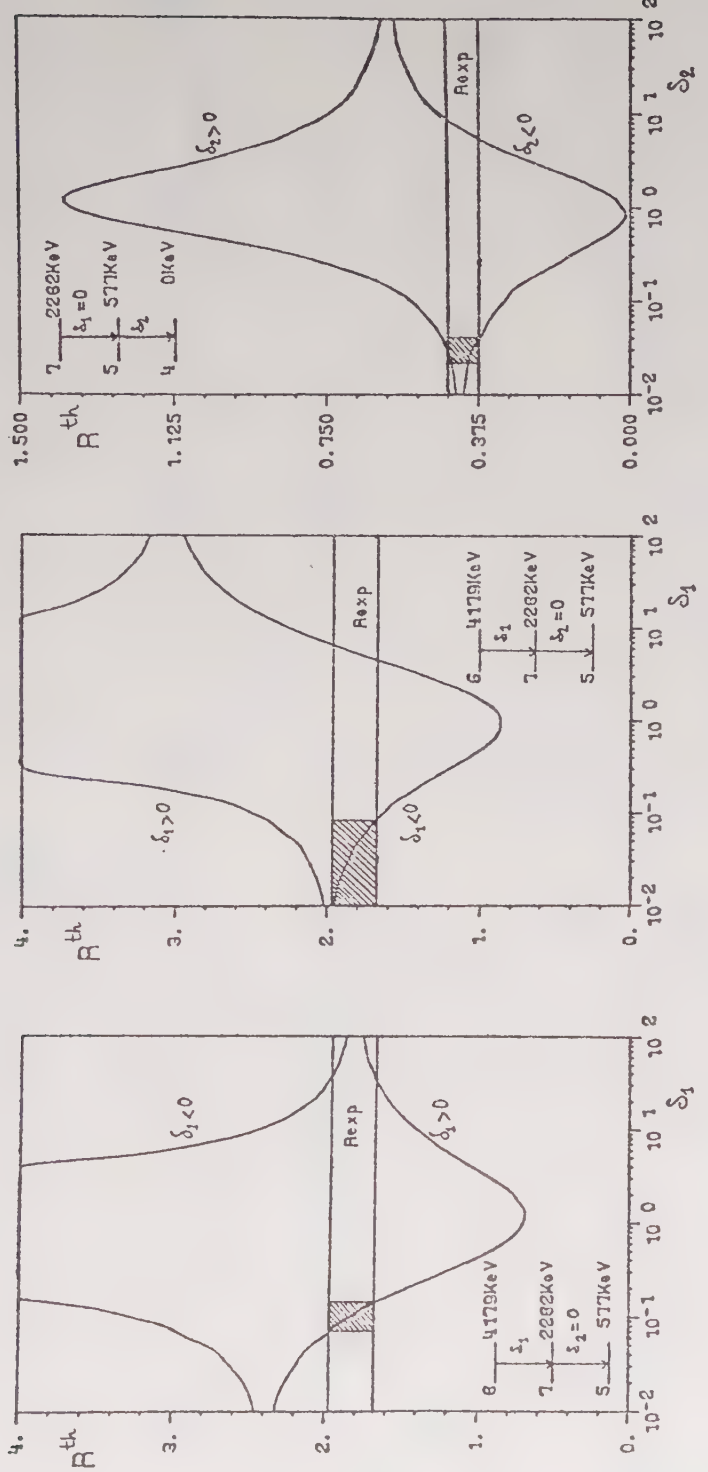


Fig. 18. Courbes $R^{th}(\delta)$ calculées comparées aux valeurs expérimentales R^{exp}, les parties hachurées correspondent aux solutions compatibles également avec les distributions angulaires γ.

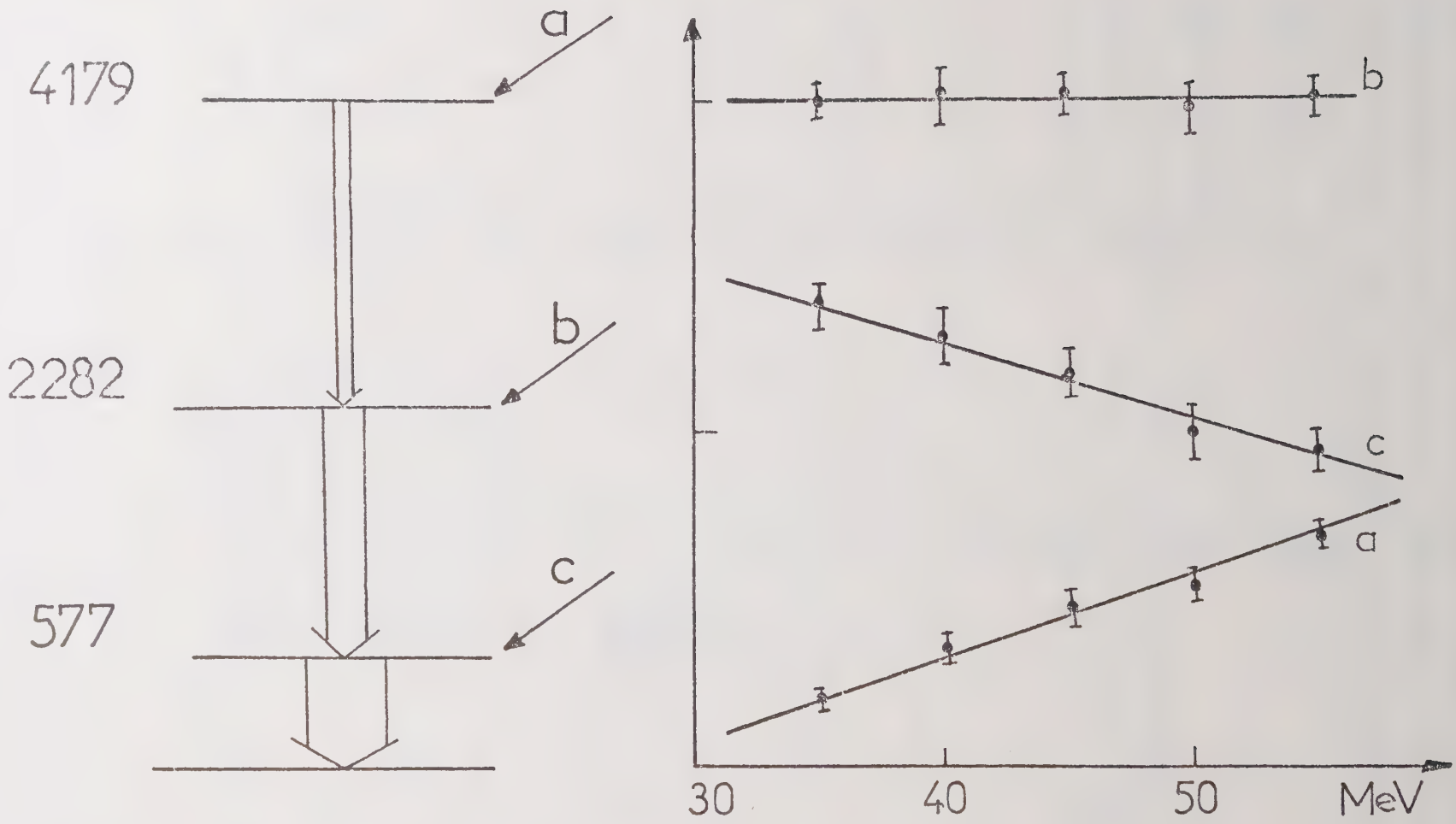


Fig. 19. Variation des intensités (normalisées par rapport à celles de 2282 keV) alimentant directement les niveaux yrast de ^{56}Co en fonction de l'énergie incidente. `a' Augmentant avec l'énergie incidente, les solutions $J_{4179} > J_{2282}$ sont favorisées.

yrast (4179 keV) de spin J = 8.

Les parités de ces niveaux n'ont pas été mesurées, la comparaison avec les calculs du modèle en couches [Sa 73] permet de prévoir des parités positives.

III. 2. *Le noyau ^{57}Co.*

Les premiers niveaux excités de ^{57}Co ont fait l'objet de nombreuses études par les réactions (α,p), (p,α), (p,γ) et par la désintégration β^+ de ^{57}Ni [Ad 76 et références incluses]. Toutes ces études ont porté sur des niveaux d'excitation inférieure à ∿ 3 MeV et de spin < 11/2.

Nous avons étudié ^{57}Co à l'aide des réactions $^{48}Ti(^{12}C, p2n)$ avec des énergies de ^{12}C comprises entre 26 et 48 MeV, $^{54}Fe(\alpha,p)$ et $^{56}Fe(\alpha,p2n)$ entre 12 et 24 MeV et 48 MeV, $^{54}Fe(\alpha,p)$ et $^{56}Fe(\alpha, p2n)$ entre 12 et 24 MeV d'énergies α. L'analyse de ces expériences nous a permis de mettre en évidence trois niveaux (3202 keV, 4813 keV et 5917 keV) non reportés précédemment et de déduire les spins et les vies moyennes de tous les niveaux de grand spin et d'énergie d'excitation inférieure ou égale à 5917 keV. Nos résultats sont regroupés dans le tableau IV ; le schéma des niveaux excités dans le présent travail est représenté à la figure 20.

Niveau à 1224 keV.

Notre étude permet de confirmer la valeur J = 9/2 pour ce niveau [Da 71], de même aussi bien, la valeur du coefficient du mélange multipolaire (δ = 0, 32±0,03)que la vie moyenne de ce niveau (τ = 0,08±0,03) déduites du présent travail sont en bon accord avec celles obtenues par des mesures de corrélations particules-γ dans les réactions (α,p) [Da 71].

Niveau à 1689 keV.

Pour ce niveau également nos résultats sont en accord, aussi bien en ce qui concerne le spin du niveau (11/2), sa vie moyenne (τ = 0,3±0,1) que le rapport d'embranchement de sa desexcitation vers le niveau à 1224 keV, avec ceux précedemment obtenus [Da 71].

Niveau à 2523 keV.

Ce niveau avait déjà été mis en évidence [Da 71], mais son spin J_n n'avait pas été déterminé ; seule la limite J > 7/2 avait été donnée. Notre

Tableau IV

Propriétés des transitions γ de ^{57}Co déduites du présent travail

J_i	J_f	E_γ (MeV)	Rapport de branchement	δ(E2/M1)	Vie moyenne du niveau Ji (Psec)			BE2 (e^2 fm^4)
					Ce travail	Travaux antérieurs a)	Valeurs adoptées	
9/2	7/2	1,224	1	0.32 ± 0.09	0,08 ± 0,03	$0,075^{+0,009}_{-0,011}$	0,08 ± 0,03	340 ± 120
11/2	9/2	0,466	0,57 ± 0,05	0,03 ± 0,03				
	7/2	1,690	0,43 ± 0,05		0,3 ± 0,1	0,35 ± 0,03	0,3 ± 0,1	85 ± 28
13/2	11/2	0,834	1	0,15 ± 0,05	0,16 ± 0,06	$0,38^{+0,07}_{-0,06}$	0,16 ± 0,06	278 ± 104
15/2	13/2	1,513	1	0,03 ± 0,03	0,10 ± 0,07		0,10 ± 0,07	0,92 ± 0.64
17/2	13/2	2,290	1		$1,5^{+4,0}_{-0,5}$		$1,5^{+4,0}_{-0,5}$	$8,6^{+6,3}_{-4,3}$
19/2	17/2	1,104	1	$0,16^{+0,07}_{-0,03}$	0,17 ± 0,08		0,17 ± 0,08	73^{+65}_{-21}

a) [Da 71]

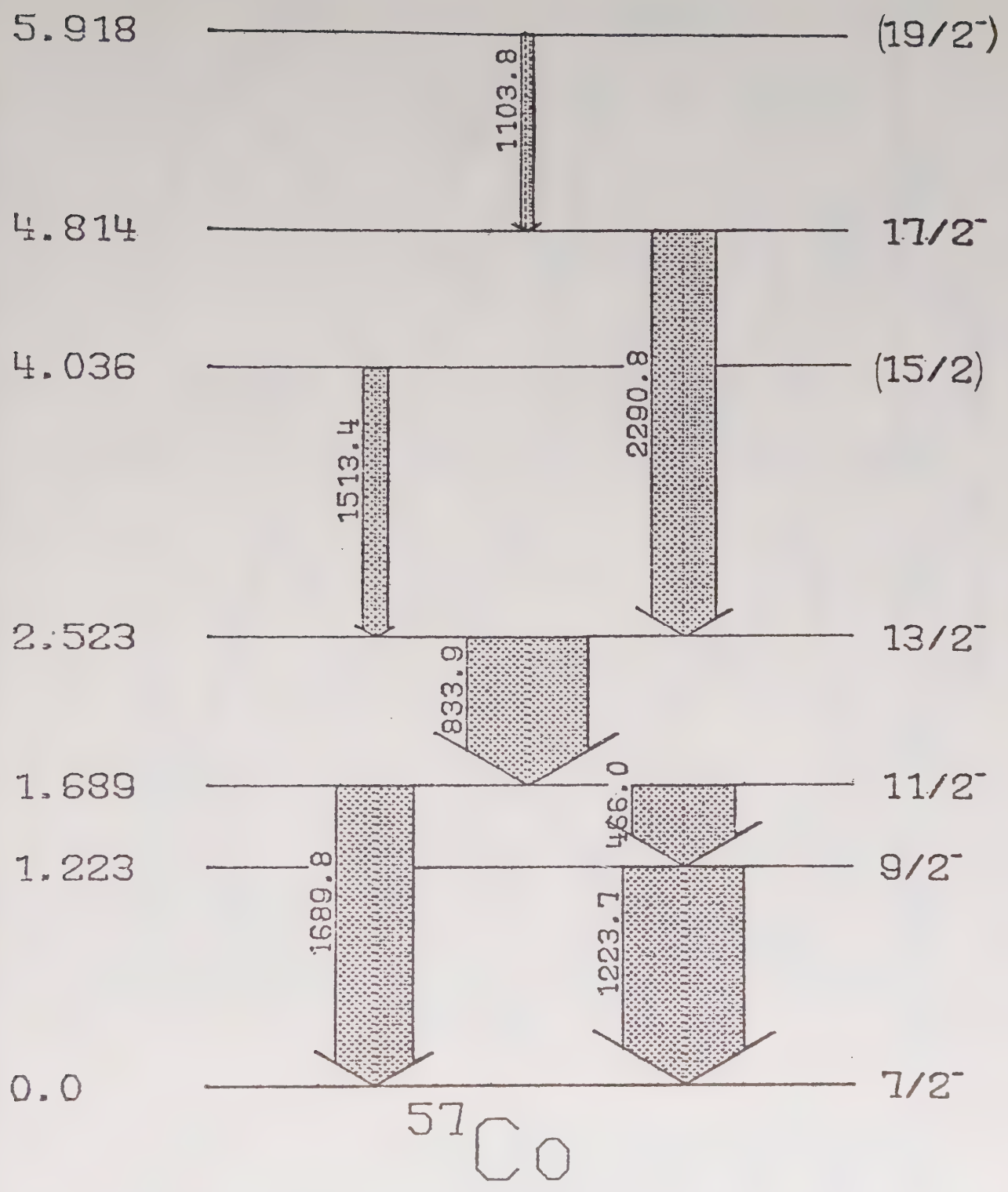


Fig. 20. Transitions γ de ^{57}Co observées dans le présent travail. Les intensités relatives sont déduites de ^{48}Ti(^{12}C, p2 n) à 35 MeV.

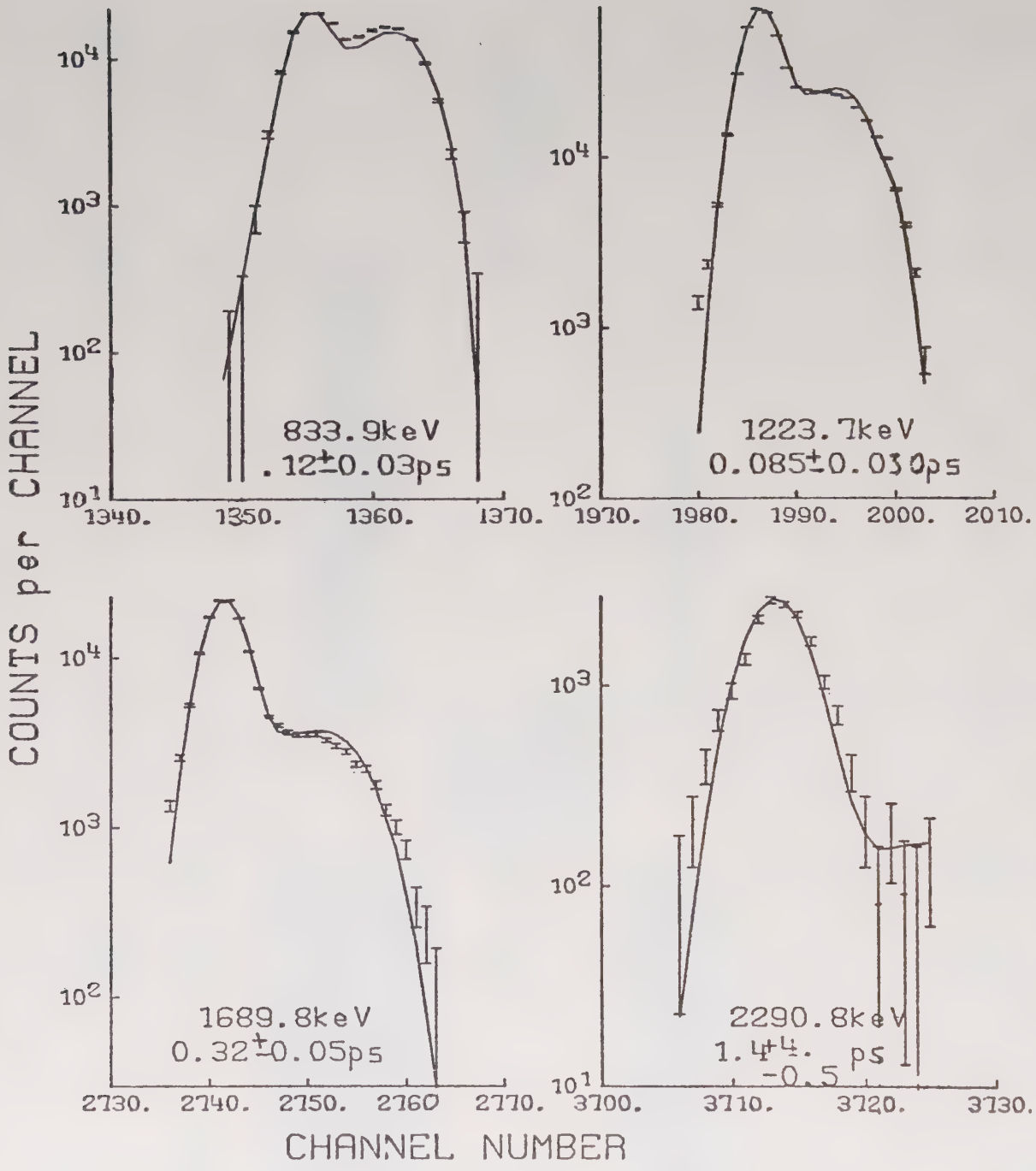


Fig. 21.a. Formes de quelques raies de ^{57}Co observées à 0° dans $^{54}Fe(\alpha,p)$ ^{57}Co à 18 MeV d'énergie incidente. Les courbes en traits pleins sont les formes théoriques. Chaque canal correspond à 0,6182 keV.

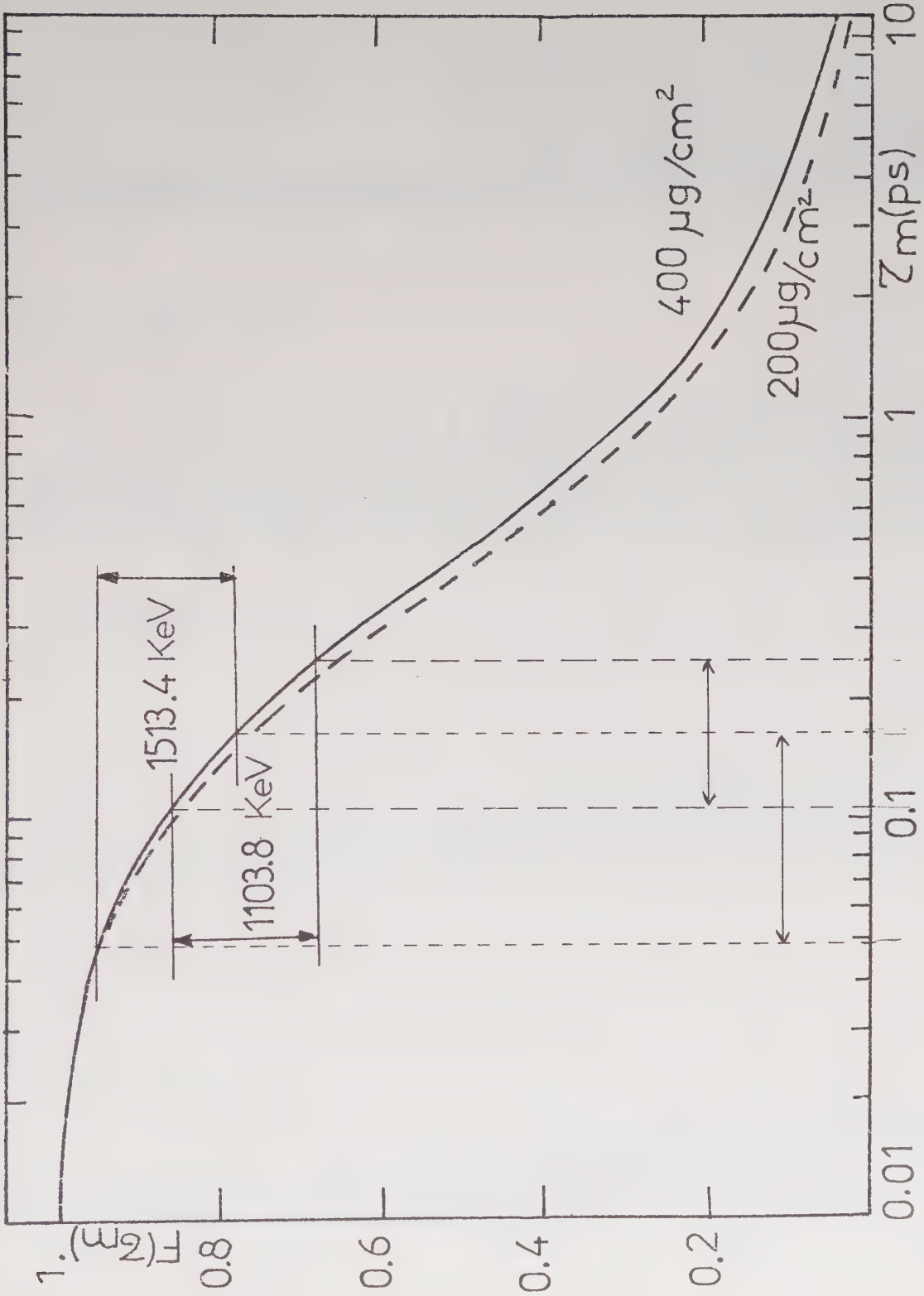


Fig. 21b. Courbes d'atténuation $F(\tau_m)$ tracées pour les réactions $^{48}Ti(^{12}C, p2n)\ ^{57}Co$ à 35 MeV pour 2 épaisseurs de cible (200 et 400 µg/cm^2 sur support épais de ^{181}Ta). Les raies de 1513,4 keV et 1103,8 keV correspondent à $F(\tau) = 0,86 \pm 0,09$ et $0,77 \pm 0,08$ respectivement.

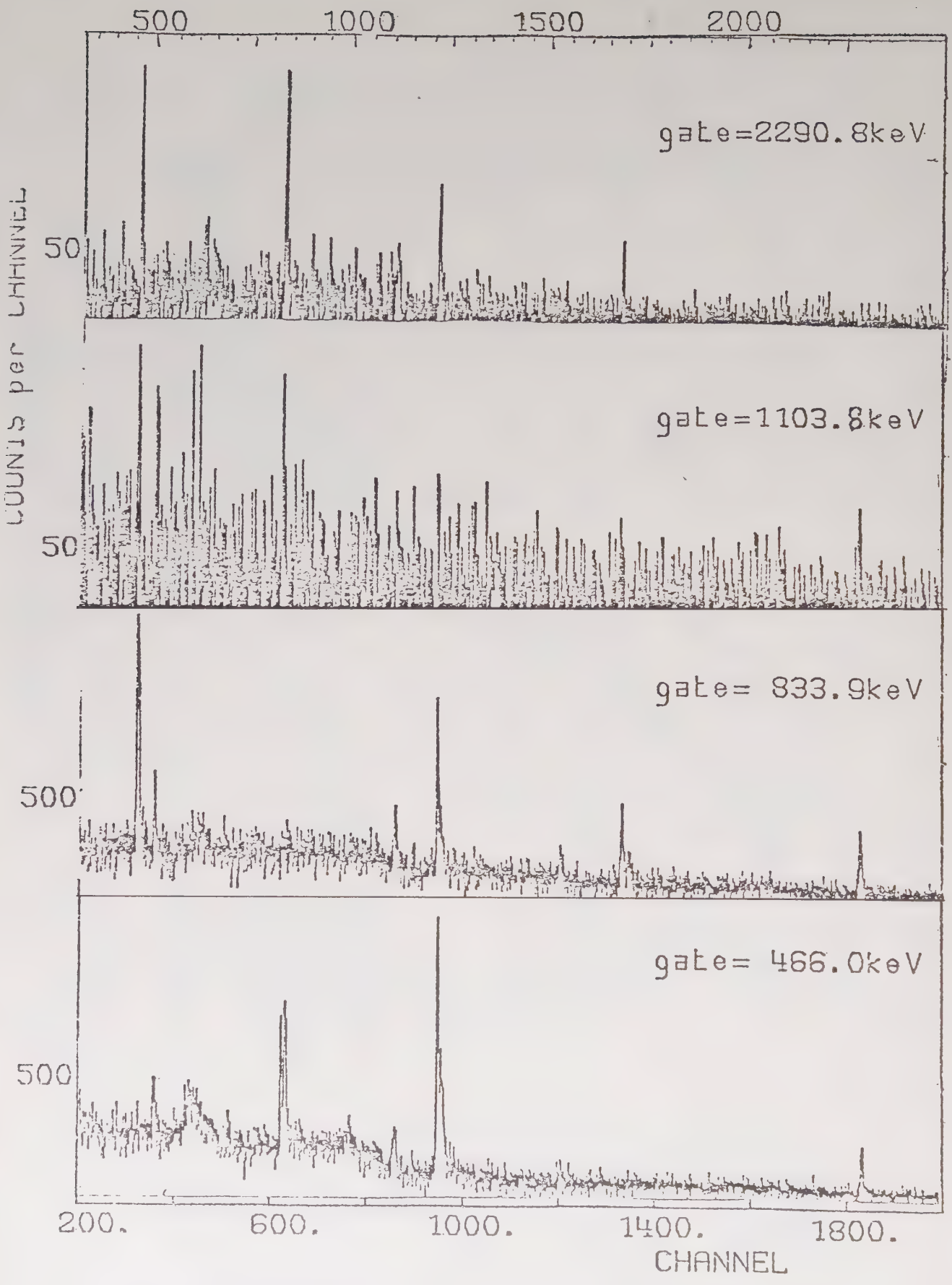


Fig. 22. Exemples de spectres en coïncidences de ^{57}Co produit dans $^{48}Ti + ^{12}C$ à 35 MeV (spectres projetés à 0°).

travail permet d'attribuer la valeur J = 13/2 à ce niveau qui se désexcite entièrement vers le niveau à 1689 keV, le coefficient du mélange de multipolarités pour cette transition a été trouvé égal à 0,15±0,05 (tableau IV).

Cependant la valeur de la vie moyenne déduite de nos mesures (τ = 0,16 ± 0,06 ps) est en désaccord avec la valeur ($\tau = 0{,}38\ ^{+0{,}07}_{-0{,}06}$ ps) précédemment mesurée [Da 71]. Cette différence peut être expliquée par la faible intensité de la raie de 834 keV observée à l'énergie incidente (10 MeV) utilisée [Da 71] dans les réactions $^{54}Fe(\alpha,p)^{57}Co$.

Niveau à 3202 keV.

Ce niveau a été mis en évidence par sa désexcitation vers le niveau à 2523 keV (transition de 1513,4 keV). Ce niveau est faiblement alimenté dans les réactions induites par α. La raie de 1513,4 keV subit un effet Doppler important dans les réactions induites par ^{12}C et sa distribution angulaire n'a pu être extraite. La valeur J = 15/2 proposée pour ce niveau est basée sur les intensités γ en coincidence avec les raies de 834 keV (13/2 → 11/2), 1689 keV (11/2 → 7/2), 466 keV (11/2 → 9/2) et 1224 keV (9/2 → 7/2).

La vie moyenne de ce niveau (3202 keV) a été déduite des mesures de coincidences γ-γ à 0° et 90° dans les réactions $^{48}Ti(^{12}C, p2n)$ à 35 MeV. Le déplacement Doppler observé est très important (20,4 keV), comparé à celui calculé sans atténuation (23,8 keV) ; il conduit à $F(\tau) \sim 0{,}86 \pm 0{,}09$ d'où la valeur de la vie moyenne de ce niveau $\tau = 0{,}10 \pm 0{,}07$ ps. Le caractère accéléré de la transition 3202 keV → 2523 keV (13/2) est en accord avec le spin 15/2 attribué au niveau à 3202 keV (transition dipolaire).

Niveau 4813 keV.

La localisation de ce niveau a été effectuée grâce à la raie γ de 2290 keV qui est en coincidence avec toutes les transitions de la cascade principale (figure 20). Le présent travail permet d'attribuer à ce niveau le spin J = 17/2.

La vie moyenne de ce niveau a été mesurée par la méthode de la forme de la raie de 2290 keV. La valeur trouvée $\tau = 1{,}5 \pm ^{4{,}0}_{0{,}5}$ ps est en accord avec

le caractère quadrupolaire de la transition 4813 keV → 2523 keV.

Niveau à 5917 keV.

La raie de 1103,8 keV observée uniquement dans les réactions induites par ^{12}C en coincidence avec toutes les autres raies de la cascade (figure 22) nous a permis de localiser ce niveau.

La valeur de spin déduite de nos mesures est J = 19/2 et la vie moyenne τ = 0,17 ± 0,08 ps a été extraite uniquement des spectres en coincidences à 0° et 90° du faisceau incident (déplacement Doppler égal à 12,7 ± 1,5 keV).

Le présent travail a donc permis de completer les nombreuses études faites sur les niveaux de petits spins de ^{57}Co par la mise en évidence de niveaux de spin jusqu'à J = 19/2 et la mesure de leur vie moyenne.

III. 3. *Le noyau ^{58}Co.*

Nous avons étudié ce noyau par les réactions $^{48}Ti(^{12}C, pn)$ et $^{56}Fe(\alpha, 2n)$ aux énergies du faisceau de ^{12}C comprises entre 26 et 48 MeV et entre 18 et 24 MeV pour les particules α.

Les deux premiers niveaux étant à 24,4 keV (5^+) et 52,7 keV (4^+) les transitions qui les désexcitent ont une énergie trop faible pour être observées dans nos conditions expérimentales. Les travaux antérieurs [Ra 70] et [Ro 71] nous ont permis de préciser l'emplacement des transitions γ dans le schéma.

Pour ce noyau, l'étude est en cours et nous ne donnons ici que le schéma des niveaux (figure 23). Les valeurs de spin correspondant à chaque niveau ont été déduites uniquement de l'analyse des distributions angulaires γ et à l'aide des règles systématiques des transitions électromagnétiques. La grande densité de niveaux, même à faible énergie d'excitation rend l'étude de $^{58}_{27}Co$, très complexe, si bien que même la séquence de ces niveaux n'est pas très bien connue [El 74].

Par spectroscopie γ, nous avons étudié les propriétés nucléaires des isotopes 56 et 57 du fer, 56, 57 et 58 du cobalt et de l'isotope 58 du

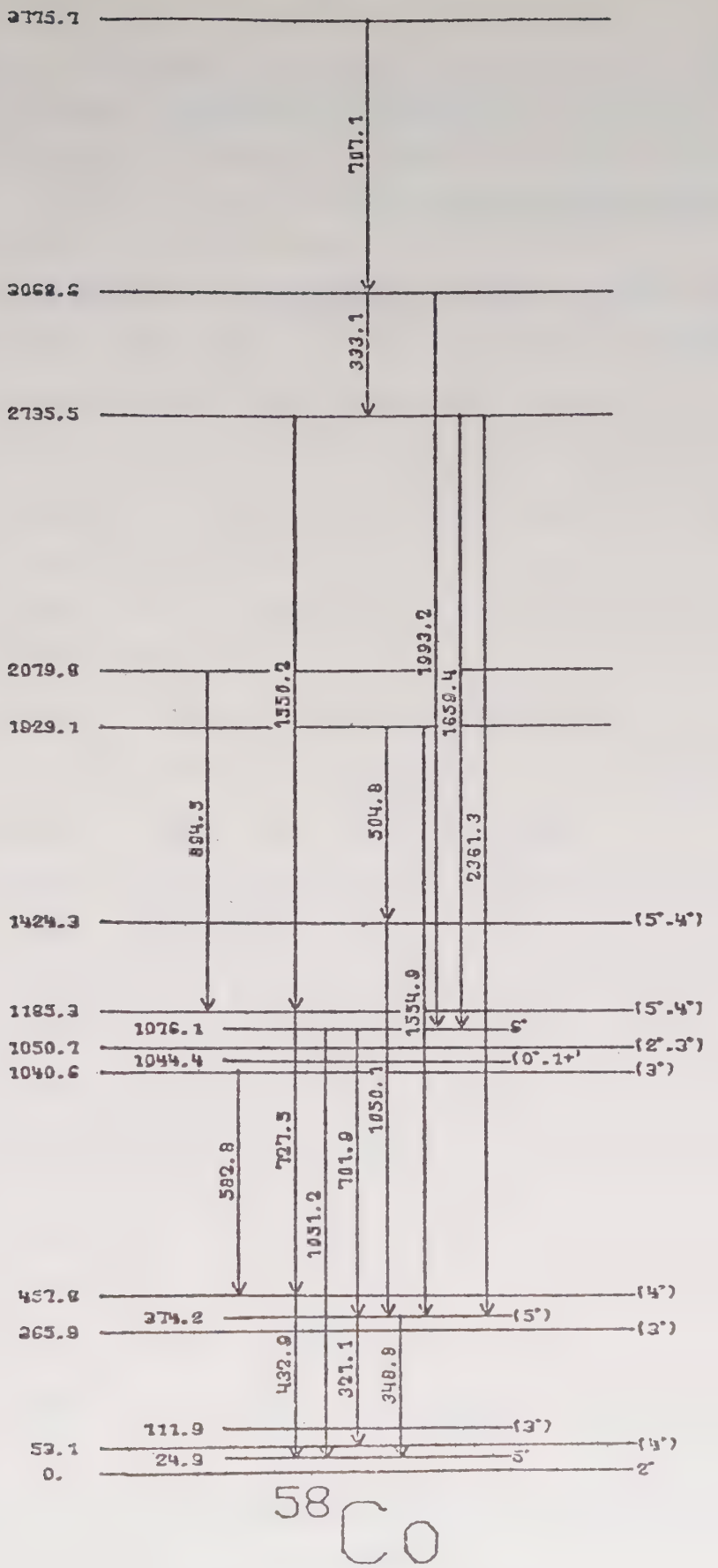


Fig. 23. Transitions γ de ^{58}Co déduites de ^{48}Ti(^{12}C,pn) à 35 MeV et ^{56}Fe(α,pn) à 24 MeV.

nickel. Dans la plupart des cas, nous avons pu déduire de l'analyse de nos expériences, la séquence des niveaux, leur énergie d'excitation, leur spin, leur vie moyenne (pour ^{56}Fe et ^{56}Co) et la nature multipolaire de leur rayonnement γ de désexcitation.

Dans les chapitres suivants, nous essayons d'interpréter ces résultats expérimentaux.

REFERENCES DU CHAPITRE 3

Ja 67 : O.N. Jarvis, B.G. Harvey, D.L. Hendrie, J. Mahoney Nucl. Phys. A102 (1967) 625.

Pa 67 : D.M. Van Patter, R.N. Horosko, H.L. Scott, B.F. Henrichsen, Nucl. Phys. A137 (1967) 353.

Te 67 : R.G. Tee, A. Aspinall, Nucl. Phys. A98 (1967) 417.

In 68 : M.I. Inoue, Nucl. Phys. A119 (1968) 449.

Be 69 : M.C. Bertin, N.C. Benczer-Koller, G.C. Seeman, J.R. Mc Donald, Phys. Rev. 183 (1969) 964.

Se 69 : G.C. Seaman, N.C. Benczer-Koller, M.C. Bertin, J.R. Mc Donald, Phys. Rev. 188 (1969) 1706.

Br 70 : G. Bruge, R.F. Leonard, Phys. Rev. C2 (1970) 2000.

Ra 70 : S. Raman, Nucl. Phys. A158 (1970) 65.

Su 70 : T. Suehro et al. Phys. Lett. 33B (1970) 468.

Da 71 : R. Dayras, M. Toulemonde, B. Cujec, B. Heusch, J.N. Mo, I.M. Szöghz, Nucl. Phys. A173 (1971) 49.

Ro 71 : A.G. Robertson et al. Can J. Phys. 49 (1971) 1186.

St 71 : D.F. Start, R. Anderson, L.E. Carlson, A.G. Robertson, M.A. Grace Nucl. Phys. A162 (1971) 49.

Ev 72 : D. Evers, W. Assmann, K. Rudolph, S.J. Skorpa, P. Sperr, Nucl. Phys. A198 (1972) 268.

Sa 72 : Z.P. Sawa, Physica scrypta 6 (1972) 11.

Nu 73 : Nuclear data group, Nuclear levels schemes A=45 through A = 257 from nuclear data sheets (Academic press 1973).

Sa 73 : L.E. Samuelson et al. Phys. Rev. C7 (1973) 2379 et références incluses.

Sn 73 : G.J. Smith, R.L. Robinson, R.O. Sayer, W.T. Milner ORNL-4937, Annual progress report p.115.

Ba 74 : R. Ballini, J.P. Fouan, A. Tellez, note CEA-N-1600 p.33.

Be 74 : J.B. Bellicard et al, Note CEA-N-1791 p. 142.

Be 74 a : R. Bertini et al, Note CEA-N-1791 p. 100.

El 74 : Y. Elmasri, thèse de Doctorat d'Etat (1974, Louvain-la-Neuve).

La 74 : J. Lachkar, J. Sigaud, Y. Patin, G. Haouat, Nucl. Phys. A222 (1974) 333.

Po 74 : A.R. Poletti, S.A. Brown, D.B. Fossan, E.K. Warburton, Phys. Rev. C10 (1974) 2339.

Be 75 : N. Bendjaballah, J. Delaunay, H.J. Kim, Nucl. Phys. A244 (1975) 322.

Fu 75 : H.W. Fulbright et al, Phys. Lett. 53B (1975) 449.

Ma 75 : M.C. Mallet-Lemaire, Phys. Lett. 53B (1975) 279.

Ur 75 : J. Urbon, D.G. Sarantites, L.L. Rutledge, Nucl. Inst. Meth. 126 (1975) 49.

Ad 76 : A. Adam, O. Bersillon, S. Joly à paraitre dans Phys. Rev (references incluses).

Ba 76 : R. Ballini, N. Bendjaballah, J. Delaunay, J.P. Fouan, W. Tokarevsky Nucl. Phys. A258 (1976) 388.

Be 76 : N. Bendjaballah, J. Delaunay, T. Nomura, H.J. Kim à paraitre dans Phys. Rev. Lett.

Ma 76 : E. Mathiak, H.A. Eberhard, J.G. Cramer, H.H. Rossner, J. Stettmieier A. Weidinger, Nucl. Phys. A259 (1976) 129.

Chapitre 4

DESCRIPTION QUALITATIVE DU MECANISME DES REACTIONS

Le présent travail est essentiellement un travail de spectroscopie nucléaire. Cependant, la connaissance du mécanisme des réactions qui ont servi à exciter les états liés étudiés ici est primordiale pour la compréhension des phénomènes expérimentaux.

La première caractéristique importante des réactions induites par ions lourds à des énergies incidentes proches de la barrière coulombienne est la valeur élevée (plusieurs centaines de millibarns) des sections efficaces. De même, nous constatons que parmi tous les noyaux énergétiquement possibles à former , seuls quelques uns sont effectivement mis en évidence (sélectivité dans les voies de sortie). D'autre part, parmi les niveaux de ces mêmes noyaux très excités, seuls quelques niveaux de grand spin sont produits avec une grande section efficace (sélectivité dans les niveaux excités). Enfin, les directions de ces spins sont réparties dans une région très délimitée de l'espace (alignement des noyaux). Nous verrons que toutes ces propriétés remarquables sont explicables par un processus de formation du noyau composé avec un grand moment angulaire; l'effet de celui-ci étant essentiel aussi bien dans la voie d'entrée que dans les voies de sortie.

I. SELECTIVITE DANS LES VOIES DE SORTIE

Dans la région des noyaux lourds (A > 100), de très nombreuses études [Ne 75] ont montré que les réactions induites par ions lourds procèdent essentiellement par la formation d'un noyau composé suivie de l'évaporation de neutrons dont le nombre dépend de l'énergie incidente (réaction (HI, xnγ), avec $x \geq 4$).

Dans la région de masse intermédiaire, la barrière coulombienne n'est plus très haute et l'émission de particules chargées entre en compétition. (Réactions (HI, xn + yp + zα, γ) avec x + y + z ⩾ 2). Les principales propriétés de ces réactions seront étudiées plus particulièrement sur le système $^{48}_{22}Ti + ^{12}_{6}C$ entre 26 et 48 MeV d'énergie incidente pour lequel les principales voies de sortie sont représentées à la figure 24.

I. 1. *Formation du noyau composé.*

Le rapport entre la section efficace de formation de noyau composé (σ_{CN}) et la section efficace totale (σ_R) peut être estimé à l'aide de la formule semi-empirique [Gi 73] déduite en ajustant un grand nombre de données expérimentales relatives aux noyaux lourds :

$$\frac{\sigma_{CN}}{\sigma_R} = 1.991 - 1.391x + 0.470x^2 - 0.073x^3 + 0.004x^4$$

Dans cette relation, $x = \frac{E_{cm}}{V_C}$ est le rapport entre la valeur de l'énergie incidente calculée dans le centre de masse et la barrière coulombienne V_C (MeV) :

$$V_C = 1.44\ Z_1\ Z_2\ /\ R \qquad , \qquad R = 1.5(\ A_1^{1/3} + A_2^{1/3}\ )$$

A_1, Z_1 et A_2, Z_2 étant les nombres de masse et atomique du projectile et de la cible.

Selon cette relation entre σ_{CN} et σ_R pour le système $^{48}Ti + ^{12}C$ à 35 MeV d'énergie incidente (dans le laboratoire), σ_{CN} représente plus de 96 % de la section efficace totale.

La formation du noyau composé est mise en évidence également par les grands moments linéaire et angulaire transférés et par la forme des fonctions d'excitation.

I. 2. *Moment linéaire transféré.*

Lorsque le noyau résiduel est formé sans le passage par une étape in-

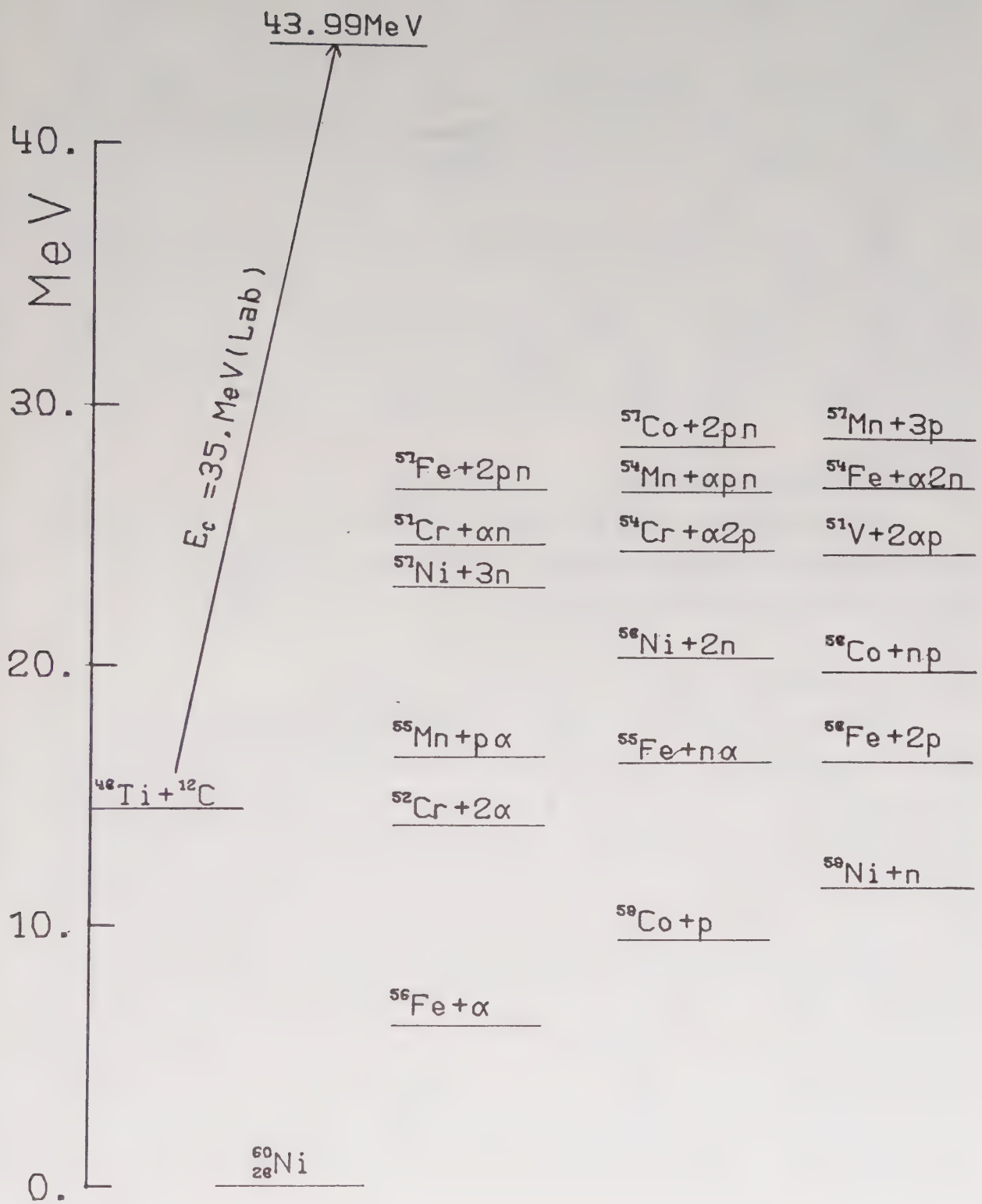


Fig. 24. Principales voies de désintégration de ^{60}Ni formé par $^{48}Ti + ^{12}C$ à 35 MeV.

termédiaire telle que le noyau composé, la vitesse du projectile reste quasiment inchangée avant et après la réaction ; un moment linéaire très faible est transféré à la cible.

Au contraire, le système composé reçoit tout le moment linéaire du projectile, sa vitesse linéaire étant grande, ses rayonnements γ de désexcitation subissent un effet Doppler observable.

Nous avons pu mesurer les vies moyennes de plusieurs niveaux appartenant aux voies de sortie de $^{48}Ti + ^{12}C$ (E_{C12} = 35 MeV) en supposant un processus de formation de noyau composé lors du calcul de la vitesse pour chaque noyau de recul. Cette hypothèse a été vérifée à postériori par le bon accord entre nos résultats et ceux obtenus par d'autres méthodes.(Voir chap. 3).

I. 3. *Fonctions d'excitation*.

Le noyau composé formé se désexcite par émission de particules puis par rayonnement électromagnétique. Chaque noyau de recul est identifié par ses transitions gamma connues.

I. 3. 1. *Forme des courbes*.

La forme générale des courbes de fonction d'excitation (figure. 25) est caractéristique de l'évaporation du noyau composé. En effet, la forme "en cloche" dont la largeur est de plusieurs MeV, indique bien une désexcitation à partir d'une région de densité de niveaux importante ("continuum").

La largeur à mi-hauteur de ces courbes est plus petite lorsqu'elles correspondent à l'évaporation de particules légères (neutrons, protons) que lorsqu'il s'agit d'un processus impliquant l'émission de particules alpha. Dans ce dernier cas, les maximums sont déplacés vers les énergies incidentes plus grandes ($\simeq$ 8 MeV), car les particules alpha, ayant à franchir une barrière centrifuge plus faible, laissent le noyau de recul dans une énergie d'excitation plus faible.

Les voies de sortie prépondérantes correspondent à l'émission de deux et trois particules vers 3.5MeV et 40 MeV d'énergie incidente respectivement, l'émission d'une seule particule n'est pas observée. La proximité de la barrière coulombienne dans la voie d'entrée permet d'expliquer le seuil

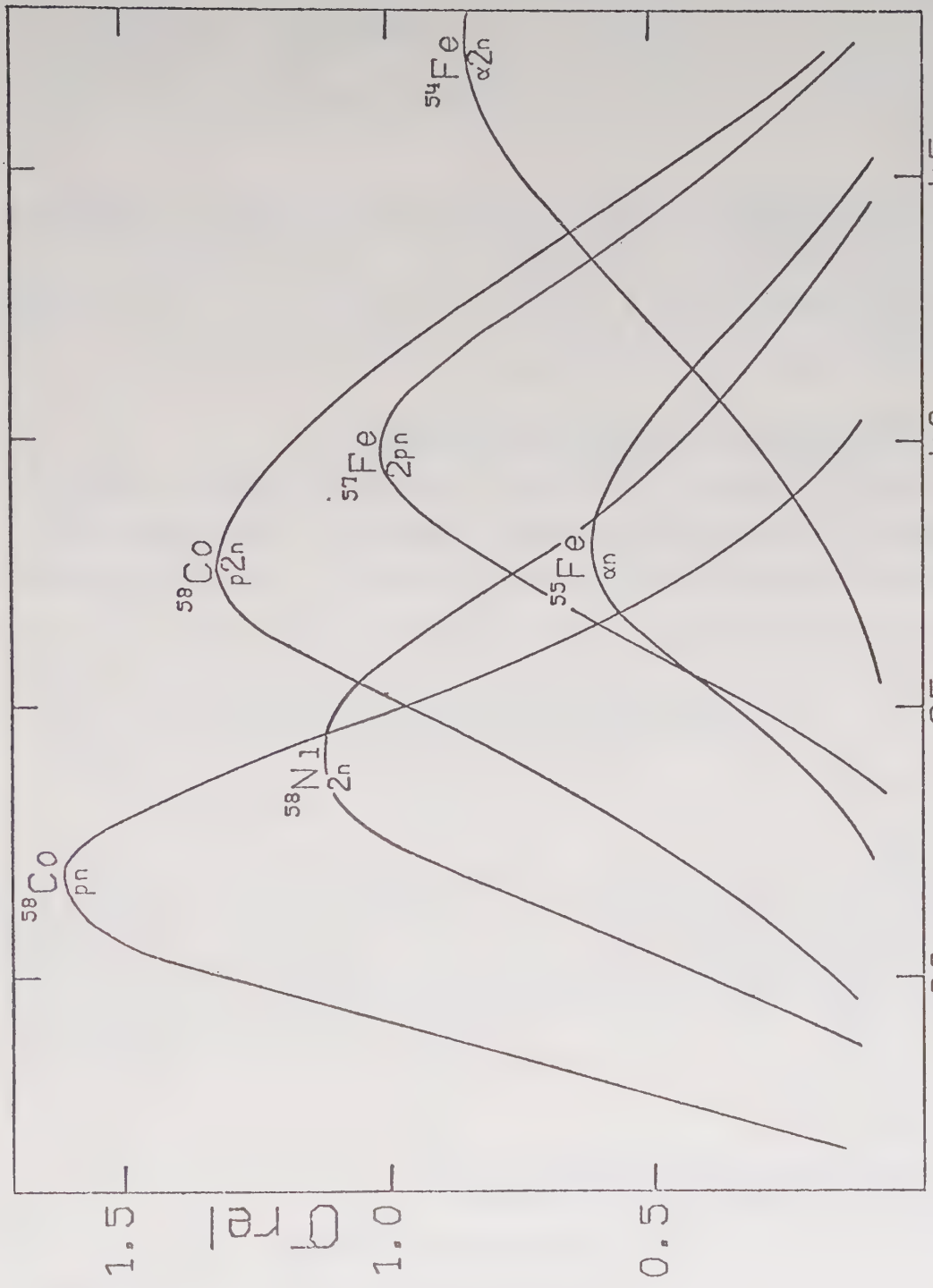


Fig. 25. Fonctions d'excitation des principales voies de sortie observées dans ^{48}Ti + ^{12}C.

d'émission du nombre de particules. En effet, l'émission d'une seule particule nécessite des énergies incidentes plus faibles : celles-ci étant inférieures à la barrière coulombienne, la section efficace totale de réaction est très faible. Cette même barrière coulombienne V_C permet d'expliquer d'ailleurs la dissymétrie des courbes obtenues, aux énergies incidentes proches de V_C, la pente des courbes de fonctions d'excitation est plus forte.

Le système composé que sont les particules alpha semble se comporter comme une seule particule. Leur émission, avec un ou deux nucléons, correspond approximativement à l'énergie incidente où l'on attend l'évaporation de deux ou trois particules et non de 5 ou 6 particules.

I. 3. 2. *Interprétation des fonctions d'excitation.*

Le modèle statistique semble bien reproduire la forme des fonctions d'excitation ; une étude est en cours au Laboratoire pour comparer, en valeurs absolues, les sections efficaces calculées [Bl 64 et Gr 67] et expérimentales.

Il faut noter que la méthode présente qui consiste à identifier un noyau résiduel par ses rayonnements γ de désexcitation ne tient évidemment pas compte de la possibilité de production de ce même noyau directement dans son état fondamental.

Cependant, le noyau composé est formé dans un état très excité (44 MeV pour ^{60}Ni formé à partir de $^{48}Ti + ^{12}C$ à 35 MeV). Sa désintégration est proportionnelle, en particulier, à la densité des niveaux dans le noyau résiduel ; la production de celui-ci directement dans son état fondamental est donc peu probable et ne représente qu'une faible partie ($< 10\%$) de la section efficace totale.

1. 3. 3. *Intérêt des fonctions d'excitation.*

Les fonctions d'excitation permettent de choisir, pour une cible et un projectile déterminés, l'énergie incidente, de façon à produire préférentiellement le noyau à étudier. De plus, les fonctions d'excitation peuvent permettre de limiter les valeurs de spin des niveaux J_i et J_f entre lesquelles s'effectue le rayonnement γ [Ta 75]. En effet, lorsque l'énergie incidente augmente, le moment angulaire apporté augmente également et les

spins plus grands sont favorisés. Donc, la comparaison du peuplement des niveaux de spin J_i et J_f, permet, en principe, de trancher entre les solutions $J_i < J_f$ et $J_i > J_f$. En particulier, nous avons utilisé cet effet dans l'étude du niveau 4179 keV de ^{56}Co pour trancher entre les valeurs 6 et 8 ($J_f = 7$) pour son spin.

II. SELECTIVITE DES NIVEAUX DE GRAND SPIN.

Alors que l'on peut peupler pratiquement tous les états (surtout de petit spin) avec des particules légères, les résultats présentés dans le chapitre précédent montrent que, seuls, quelques niveaux de grand spin ont été excités dans nos expériences. Ainsi dans le cas de ^{58}Ni (figure 13) seuls 6 niveaux de grand spin sont observés dans nos expériences alors que plus d'une centaine de niveaux de spin < 4 ont été mis en évidence à $E_x \leqslant 5{,}6$ MeV. Cette sélectivité dans les niveaux est interprétée comme étant due essentiellement au moment angulaire L important mis en jeu dans les réactions induites par ions lourds. Elle peut-être expliquée par i) la dépendance de L et de la section efficace de réactions ; ii) la faiblesse des moments angulaires emportés par les particules émises.

II. 1. *Section efficace de formation du noyau composé.*

II. 1. 1 *Moment angulaire critique.*

Dans la formulation simple où les coefficients de transmission sont pris égaux à 1 lorsque le spin $J = L + I$ (I = spin de la voie d'entrée) est inférieur à une valeur limite J_{max} et nuls pour toutes les valeurs $J > J_{max}$, la section efficace partielle σ_J de formation du noyau composé avec un spin J est proportionnelle à $(2J + 1)$.

La valeur J_{max} est calculée classiquement [K1 75] en ne tenant compte que du potentiel coulombien, pour les conditions d'effleurement du projectile avec le noyau cible. Pour le système ^{48}Ti + ^{12}C à 35 MeV, $J_{max} = 17\hbar$, (avec un paramètre de rayon égal à 1,55 fm).

Bien que toutes les valeurs de spin inférieures ou égales à J_{max} soient possibles dans le noyau composé, la distribution des spins présente un maximum pour $J = J_{max}$. En fait, toutes les sections efficaces expérimentales sont plus petites que celles calculées. Ceci a conduit à la notion du mo-

ment angulaire critique J_{cr} qui consiste à estimer qu'au-delà de cette valeur ($J_{cr} < J_{max}$) le noyau composé ne se forme pas ; la sommation des σ_J qui donne la section efficace σ_{CN} est donc restreinte à J_{cr}. De même pour les cibles et les projectiles lourds, une limite inférieure, pour les valeurs de L, a été mise en évidence [Le 75], le potentiel coulombien étant très important dans ce cas, les ondes de L faible ne contribuent pas à la section efficace de formation du noyau composé.

Aux énergies incidentes légèrement supérieures à la barrière coulombienne, la réaction procède principalement par formation d'un noyau composé d'où $L_{cr} \simeq L_{max}$. Pour le système $^{48}Ti + ^{12}C$ où la barrière coulombienne est de 26 MeV, on a $L_{max} = 17\ \hbar$ (pour $E_{^{12}C} = 35$ MeV) et $L_{cr} = 16\ \hbar$ (calculé dans l'approximation d'un corps rigide sphérique).

Différents calculs essaient de rendre compte des évidences expérimentales concernant L_{cr}. Ces calculs, effectués dans le cadre de la dynamique classique [Bo 74], montrent, en particulier, le rôle important joué par les forces de friction entre la cible et le projectile.

II. 1. 2. *Influence de la voie d'entrée.*

L'influence du moment angulaire critique sur la section efficace de formation du noyau composé peut être étudiée en formant le même noyau composé à partir de deux voies d'entrée différentes (Figs. 26).

Nous avons formé le même noyau composé de $^{64}_{30}Zn_{34}$ à partir des voies d'entrée $^{48}Ti + ^{16}O$ et $^{52}Cr + ^{12}C$. Les énergies incidentes choisies (Tableau V) produisent le noyau composé à la même énergie d'excitation et sensiblement avec le même moment angulaire maximal. La nature des voies de sortie est la même dans les deux réactions, mais les résultats préliminaires regroupés dans le tableau VI montrent des différences ($\sim$ 15 %) entre les sections efficaces relatives bien supérieures aux incertitudes expérimentales ($\lesssim$5%). La dernière colonne du tableau indique les raies gamma qui ont été prises pour signaler l'excitation du noyau correspondant. Pour les noyaux pair-pair, nous avons considéré seulement la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ alors que, pour les noyaux impairs, toutes les raies gamma intenses ont été sommées pour le calcul de la section efficace totale de production des noyaux résiduels.

La différence constatée pour les sections efficaces relatives peut pro-

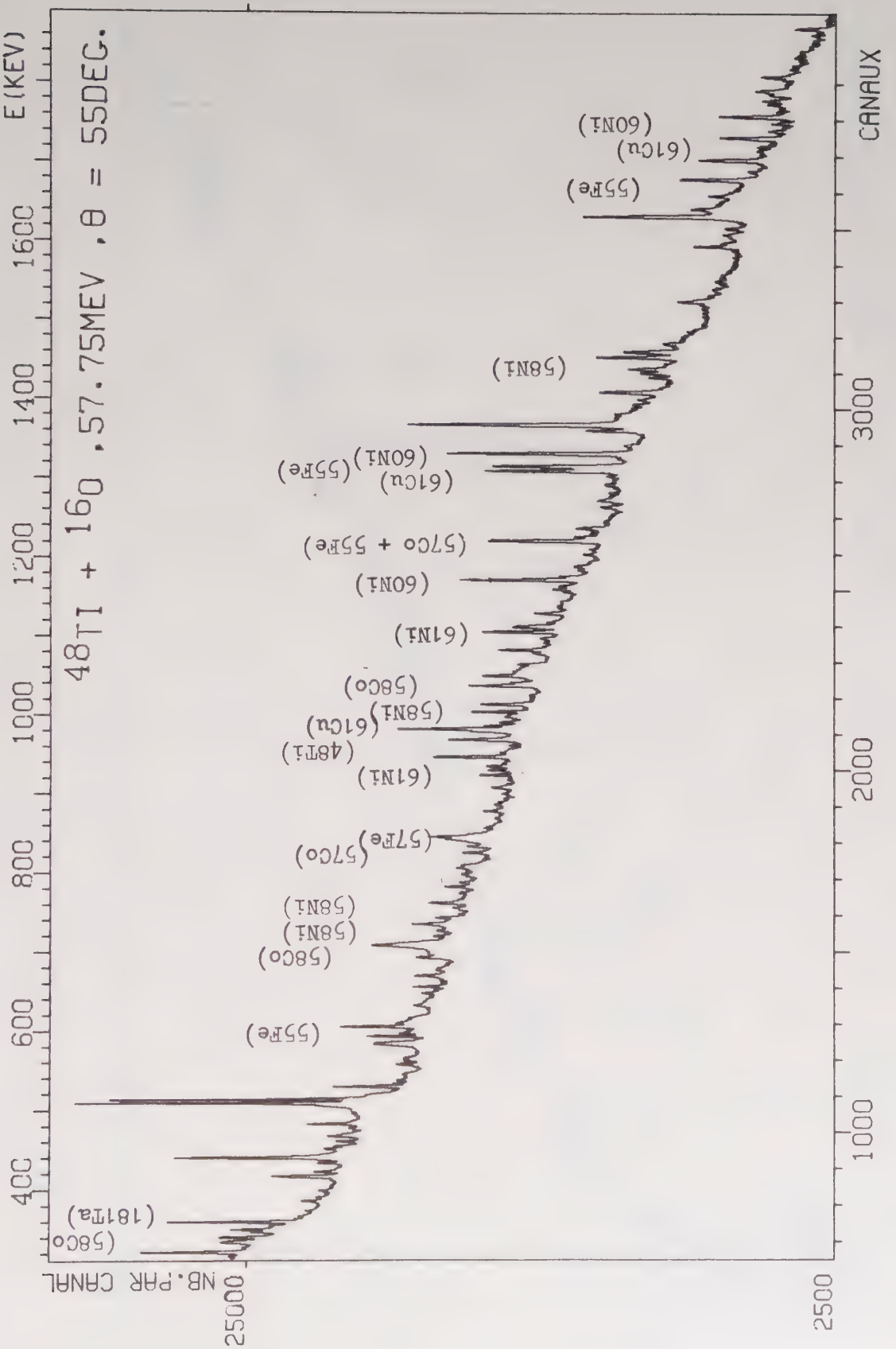


Fig. 26b. Spectre de rayonnements γ observés dans $^{48}Ti + ^{16}O$ à 57,75 MeV ($\theta_\gamma = 55°$).

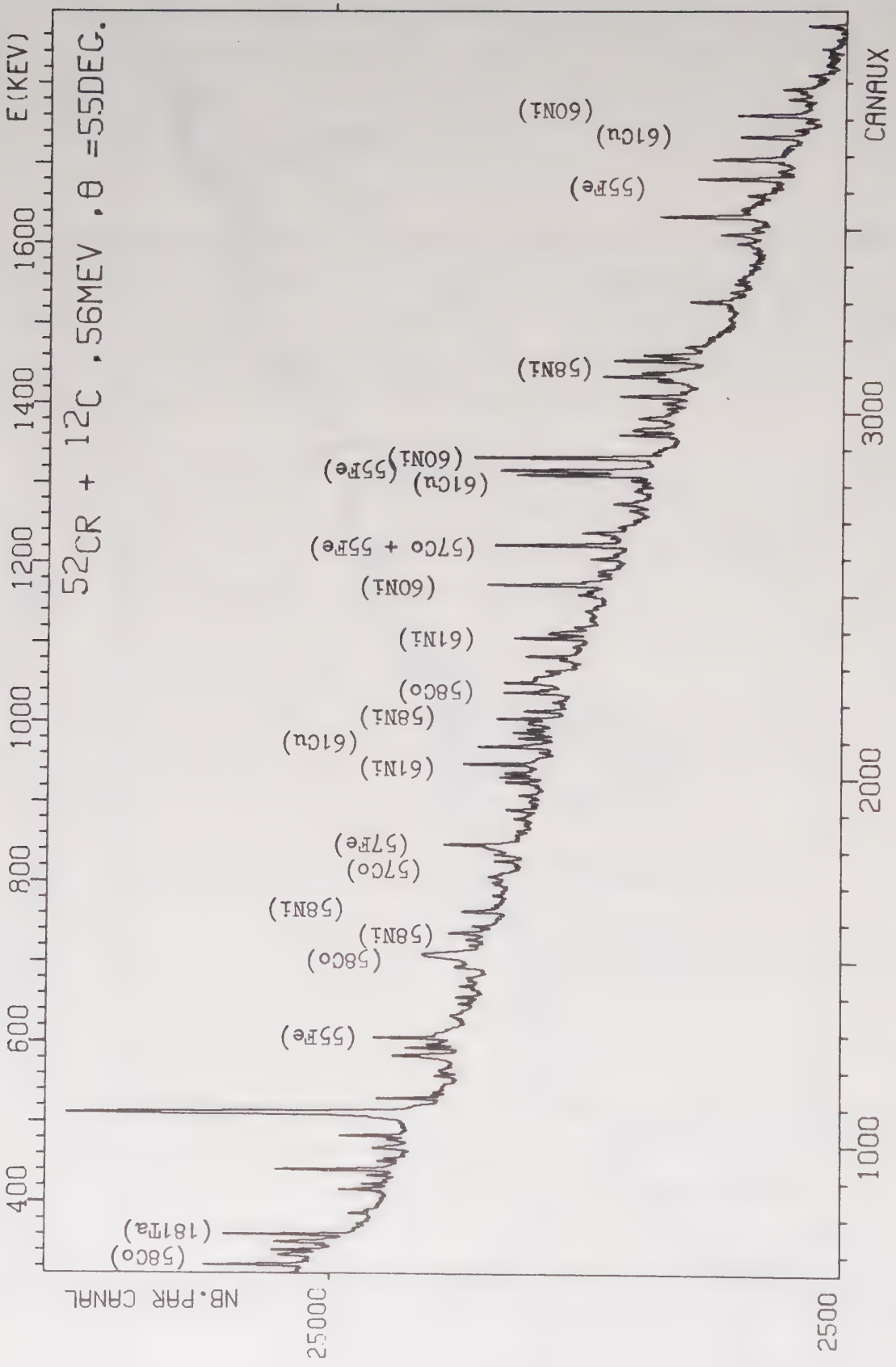


Fig. 26a. Spectre de rayonnements γ observés dans ^{52}Cr + ^{12}C à 56,0 MeV (θ_γ = 55).

Tableau V

Comparaison des 2 voies d'entrée $^{52}Cr + ^{12}C$ et $^{48}Ti + ^{16}O$ formant le même noyau composé ^{64}Zn.

	$^{52}Cr + ^{12}C$		$^{48}Ti + ^{16}O$	
V_c (MeV)	21,58		26.02	
E_{Lab} (MeV	56,00	50,00	57,74	51,24
E_{cm} (MeV)	45,49	40,62	43,30	38,42
E^*_{NC}	56,08	51,21	56,08	51,21
L_{max} ($\hbar$)	27,98	24,91	26,94	22,75
σ_R (mb)	1200,6	1070,6	951,9	770,1
λ^2 (fm^2)	0,0471	0,0528	0,0403	0,0454
$\frac{Ecm-V_B}{\mu}$ ($\frac{MeV}{amu}$)	2,45	1,95	1,44	1,03

TABLEAU VI

SECTIONS EFFICACES RELATIVES DE PRODUCTION DE NOYAUX RESIDUELS A PARTIR DE $^{52}Cr + ^{12}C$ et $^{48}Ti + ^{16}O$.

Noyau résiduel	Particules évaporées	$\frac{(^{48}Ti+^{16}O)57,74\ MeV}{(^{52}Cr+^{12}C)56\ MeV}$	Sections efficaces relatives $^{52}Cr+^{12}C$	Sections efficaces relatives $^{48}Ti+^{16}O$	Transitions considérées (keV)
^{61}Ni	2pn	1,068 ± 0,021	0,835	0,896	374, 1014,6, 284,1, 908
^{61}Cu	p2n	1,075 ± 0,021	1,344	1,437	474, 970,1, 1310,4, 1660,6 1733,3.
^{60}Ni	2p2n	1,000 ± 0,010	1,	1,	1332,5
^{58}Ni	α2n	0,896 ± 0,024	0,346	0,310	1454
^{58}Co	αpn	0,911 ± 0,012	0,874	0,796	321,6, 349, 1051, 1399
^{56}Fe	2α		0,119	0,174	846,8
^{55}Fe	2αn	0,855 ± 0,012	1,299	1,112	1316,5, 931,3,1409

venir du fait que les moments angulaires critiques des deux voies d'entrée ne sont pas identiques.

II. 2. *Désexcitation du noyau composé "Ligne yrast"*.

La grande densité des niveaux du noyau composé formé à une énergie d'excitation élevée, justifie le traitement statistique de sa désexcitation [Bl 52]. Cependant, celle-ci s'effectue entre des niveaux (appartenant ou non au même noyau) qui sont caractérisés non seulement par leur énergie, mais aussi par leur spin J.

L'influence du spin J sur la désexcitation du noyau composé a conduit à séparer le plan (E, J) en deux régions d'existence et de non-existence de niveaux d'énergie E et de spin J donné. Dans la région du plan (délimitée par la ligne "yrast") où existent des niveaux d'énergie, la désexcitation du noyau composé s'effectue [Gr 67] d'abord par une émission de particules qui sont énergétiquement favorisées avant l'émission du rayonnement électromagnétique. Celui-ci est émis d'abord à partir de niveaux non résolus (continuum) avant que les niveaux discrets (étudiés dans le présent travail) soient atteints.

II. 2. 1 *Désexcitation du noyau composé par particules*.

Les particules évaporées prennent une faible partie de l'énergie et du moment angulaire du noyau composé.

La probabilité d'émission d'une particule est proportionnelle à la densité des niveaux du noyau résiduel [Th 64], les transitions vers les régions de densité de niveaux plus grandes, c'est-à-dire celles qui nécessitent une énergie faible pour les particules émises, sont donc favorisées.

Les particules évaporées doivent franchir la barrière centrifuge proportionnelle à $L_p(L_p + 1)/\mu R^2$ (L_p est le moment angulaire orbital de la particule émise), donc l'évaporation de particules avec L_p faible sera prédominante. Ainsi, pour les nucléons (n et p), on estime généralement $L_p \simeq 1$ à $3\,\hbar$, tandis que, pour les particules alpha, la masse réduite étant plus faible dans ce cas, L_p peut être $\simeq 2$ fois plus grand pour la même barrière centrifuge.

L'émission de particules conserve pratiquement la valeur de spin du

noyau composé et, les transitions électromagnétiques auront donc lieu à partir d'états de grand spin.

II. 2. 2 *Désexcitation du noyau résiduel par émission γ*

. Etats non liés.

La conservation du moment angulaire exige de retrouver dans chaque voie de sortie le moment angulaire de la voie d'entrée. Or, le spin mesuré est toujours plus faible que celui apporté. Des mesures expérimentales [Ne70 , St 75] ont montré, qu'au moins pour les noyaux lourds (A > 150), les rayonnements gamma issus du continuum prennent effectivement la différence de moment angulaire, leur caractère multipolaire étant E2 [St 75].

Les expériences de mesures de multiplicité γ (nombre de rayonnements γ du continuum) permettent d'étudier les rayonnements gamma des états non liés, mais aussi la distribution du spin dans chaque voie de sortie [Ha 75]. De plus, la distribution en énergie de ce rayonnement gamma donne accès au moment d'inertie des noyaux de spin très grand . Ces études ont été principalement faites pour les noyaux lourds et, à notre connaissance, pas encore pour les noyaux de masse intermédiaire. Cependant, la nature de ces transitions est probablement dipolaire dans ce dernier cas car l'ordre de grandeur du temps de peuplement des premiers niveaux discrets a été estimé [Ko 75] à≃0,1 ps alors qu'il est de≃10 ps pour les noyaux A > 120.

. Etats liés.

Les rayonnements gamma des états liés, en dehors des informations spectroscopiques qu'ils fournissent, permettent de déduire les propriétés du noyau résiduel à grande énergie d'excitation. En effet, les rayonnements gamma qui alimentent directement (sans passer par des niveaux discrets) un niveau sont caractéristiques des propriétés des états émetteurs et dépendent donc de l'état d'excitation du noyau résiduel. Ainsi, les intensités des peuplements, à partir d'un même état du noyau résiduel, de niveaux de caractéristiques identiques (énergie, spin, parité) doivent être équivalentes. Les deux niveaux 6^+_1 et 6^+_2 d'écart en énergie de 368 keV seulement, nous ont permis de déduire qualitativement les propriétés de ^{56}Fe à diverses énergies d'excitation.

Dans le tableau VII, nous avons regroupé les intensités gamma des raies importantes de ^{56}Fe excité au moyen des réactions (α, 2p), (α,α') à 24 MeV

TABLEAU VII

COMPARAISON DES INTENSITES DES TRANSITIONS γ DE ^{56}Fe PRODUIT DANS LES REACTIONS : $^{56}Fe(n,n')$ A 7,3 MeV, $^{54}Fe(\alpha,2p)$ ET $^{56}Fe(\alpha,\alpha')$ A 24 MeV ET $^{52}Cr(^{12}C,\alpha 2p)$ A 48 MeV.

	J_i	J_f	E_γ (MeV)	Rapport de branchement	$^{56}Fe(n,n')$ a) l_{max} = E_x = 14,0 MeV	$^{54}Fe(\alpha,2p)$ 11 MeV 28,8 MeV	$^{56}Fe(\alpha,\alpha')$ 11 MeV 28,7 MeV	$^{50}Cr(^{12}C,\alpha 2p)$ 23 MeV 48,0 MeV
(1)	2_1^+	0_g^+	0,847	100	100 ± 8	100 ± 6	100 ± 6	100 ± 6
(2)	4_1^+	2_1^+	1,238	100	29 ± 2	57,3 ± 2,7	77,0 ± 3,5	77,3 ± 4,4
(3)	6_1^+	4_1^+	1,303	100	1,10 ± 0,06	23,9 ± 0,9	19,0 ± 1,0	51,1 ± 1,5
(4)	6_2^+	4_1^+	1,670	78 ± 3	1,40 ± 0,07	10,1 ± 0,6	7,6 ± 0,5	7,0 ± 0,6
(5)	6_2^+	6_1^+	0,368	22 ± 3	0,40 ± 0,05	2,8 ± 0,4	2,1 ± 0,3	2,0 ± 0,3
(6)	7_1^+	6_1^+	1,313	80 ± 4		8,4 ± 0,6	6,5 ± 0,5	16,3 ± 0,9
(7)	7_1^+	6_2^+	0,944	20 ± 4		2,1 ± 0,5	1,6 ± 0,3	4,1 ± 0,9
(8)	8_1^+	6_1^+	1,867	78 ± 6		2,0 ± 0,3	3,3 ± 0,3	13,3 ± 1,1
(9)	8_2^+	6_2^+	1,499	22 ± 6		0,6 ± 0,3	0,93 ± 0,18	3,8 ± 1,1
(10)	6_1^+	|(3) - (5)|			0,71 ± 0,08	21,1 ± 1,0	16,9 ± 1,0	49,0 ± 1,5
(11)	6_2^+	|(4) + (5)|			1,79 ± 0,08	12,9 ± 0,7	9,7 ± 0,6	9,0 ± 0,7
(12)	6_1^+	|(10) - (6)- (8)|			0,71 ± 0,08	10,7 ± 1,2	7,1 ± 1,2	19,4 ± 2,0
(13)	6_2^+	|(11) - (7) - (9)|			1,79 ± 0,08	10,2 ± 0,9	7,2 ± 0,7	1,1 ± (1,1)

a) |La 74|

(^{12}C, α2p) à 48 MeV (présent travail) et des réactions (n,n') à 14 MeV La 74 . Les intensités des rayonnements gamma directs ("side feeding") obtenues en soustrayant dans une cascade, les qui arrivent vers un niveau de ceux qui en partent, sont très différentes pour les 2 niveaux 6^+ suivant l'énergie d'excitation du noyau résiduel. Le rapport des peuplements $(6_2^+)/(6_1^+)$ est de l'ordre de 1 pour les réactions induites par α ($E_x \simeq 29$ MeV), de l'ordre de 2,5 pour (n,n') où $E_x \simeq 14$ MeV et inférieur à 0,1 pour (^{12}C, α2p) où $E_x \approx 48$ MeV.

Une interprétation possible de cette inversion du rapport des peuplements $(6_2^+)/(6_1^+)$ lorsque l'énergie d'excitation de ^{56}Fe augmente, est liée à la forme de ce noyau. Celui-ci est prolate dans son état fondamental et, en particulier, dans les états 2_1^+, 4_1^+ et 6_2^+ alors que la forme oblate domine dans l'état 6_1^+ [Ja 76, Og76].

Les réactions (n,n') excitent de façon relativement faible ^{56}Fe et modifient donc très peu sa structure interne ; la forme prolate de ^{56}Fe est conservée et la désexcitation vers le 6_2^+(prolate) est favorisée par rapport à celle vers le 6_1^+(oblate) qui nécessite donc une transition de forme du noyau. Au contraire, à haute énergie d'excitation (48 MeV), la transition vers le 6_1^+ est fortement favorisée, ce qui suggère une forme oblate pour ^{56}Fe très excité. A l'énergie intermédiaire de 29 MeV, aucune des deux désexcitations vers le 6_1^+ ou le 6_2^+ n'est prédominante et une forme intermédiaire est suggérée pour $^{56}Fe^*$. Plusieurs niveaux de grand spin de ^{56}Fe contribuent à la désexcitation de celui-ci, vers les 2 niveaux 6^+. La désexcitation s'effectue préférentiellement vers le niveau 6_1^+ (Tableau VII), la forme aplatie (oblate) associée à ces niveaux de grand spin est ainsi suggérée.

III. ALIGNEMENT DES NIVEAUX RESIDUELS.

Les réactions induites par ions lourds procédant par la formation d'un noyau composé et le projectile apportant un grand moment angulaire dans l'état m = o seulement (axe de quantification = axe du faisceau), le noyau composé est, en moyenne, fortement aligné même si la cible et le projectile n'ont pas un spin nul.

Cet alignement est atténué, mais non détruit, lors de l'évaporation

de particules et de l'émission de rayonnement gamma. L'atténuation par rapport à l'alignement maximum dépend en effet de deux facteurs : i) l'orientation relative des moments angulaires des particules évaporées par rapport à la direction du spin du niveau emetteur dans le noyau composé ; ii) la valeur absolue de ces moments angulaires.

Les particules évaporées emportent en moyenne une faible fraction du moment angulaire initial, leurs directions d'émission restent symétriques par rapport au plan perpendiculaire à l'axe du faisceau (émission statistique) ; les peuplements des états $|+ m\rangle$ et $|- m\rangle$ sont donc identiques. Les valeurs maximales prises par $|m|$, bien que toutes les valeurs - J et + J soient permises, correspondent aux valeurs des moments angulaires des particules émises.

De même, l'émission de photons à partir de niveaux non liés ne désaligne pas sensiblement le noyau émetteur. En effet, ces rayonnements γ sont associés à des transitions entre niveaux de grand spin et les coefficients de désalignement U_2 et U_4 sont proches de 1 [Ya 67] pour les transitions dipolaires ou quadrupolaires. Le tableau VIII permet de comparer les coefficients d'alignement α_2 expérimentaux et théoriques obtenus pour les spins maximums observés dans $^{50}Cr + {}^{12}C$ à 48 MeV et $^{48}Ti + {}^{12}C$ à 35 MeV. Les valeurs théoriques ont été calculées en supposant que le moment angulaire effectivement transféré est L_{max} (calculé classiquement) et que chaque nucléon évaporé prend $2\hbar$ (moment angulaire aligné sur L_{max}), les transitions électromagnétiques étant considérées comme dipolaires. Les valeurs de α_2^{exp} et α_n^{th} (tableau VIII) sont en bon accord, compte tenu des incertitudes expérimentales ($\sim$ 10%) sur α_2^{exp}.

Les remarquables propriétés des réactions nucléaires induites par ions lourds, telles que la sélectivité et le grand alignement des noyaux excités, font que ces réactions sont particulièrement adaptées pour l'étude des noyaux par spectroscopie gamma. Cette étude peut également conduire aux propriétés liées à la forme associée aux états excités du noyau résiduel.

TABLEAU VIII

COMPARAISON DES COEFFICIENTS D'ALIGNEMENT α_2 EXPERIMENTAUX ET CALCULES DANS $^{50}Cr + ^{12}C$ A 48 MeV ET $^{48}Ti + ^{12}C$ A 35 MeV. LES COEFFICIENTS $\alpha_2^{th}(J_{max})$ SONT CALCULES EN SUPPOSANT DES TRANSITIONS DIPOLAIRES

Voie d'entrée	Energie incidente	L_{max}	Noyau résiduel	Spin J_{max} observé	$\alpha_2^{exp}(J_{max})$	$\alpha_2^{th}(J_{max})$.
$^{50}Cr + ^{12}C$	48 MeV	25 $\hbar$	^{56}Fe	10	0,95	0,95
			^{56}Co	8	0,90	0,85
			^{58}Ni	7	0,85	0,85
$^{48}Ti + ^{12}C$	35 MeV	17 $\hbar$	^{57}Co	19/2	0,95	0,90
			^{57}Fe	15/2	0,80	0,85

REFERENCES DU CHAPITRE 4

l 52 : J. Blatt, V. Weisskopf 'Theoretical Nuclear Physics" (1952, J. Willey and Sons, New York).

i 64 : M. Blann, Phys. Rev. 133 (1964) 707.

h 64 : T. Thomas, Nucl. Phys. 53 (1964) 558.

r 67 : J.R. Grover, J. Gilat, Phys. Rev. 157 (1967) 823.

a 67 : T.Yamazaki, Nucl. Data A1 (1967) 1.

e 70 : J.O. Newton, F.S. Stephens, R.M. Diamond, W.H. Kelly, D. Ward, Nucl. Phys. A141 (1970) 631.

i 73 : J. Gilat, E.R. Jones, J.M. Alexander, Phys. Rev. C7 (1973) 1973.

o 74 : J.P. Bondorf, M.I. Sobel, D. Sperber, Phys. Reports 15 (1974) 83.

a 74 : J. Lachkar, J. Sigaud, Y. Patin, G. Haouat, Nucl. Phys. A222 (1974) 333.

e 74 : J.O. Newton "Nuclear spectroscopy and reactions" (J Cerny ed. 1974) part. C. p. 188.

i 74 : C. Signorini, International school of physics "E. Fermi" (Varenna 1974).

a 75 : G.B. Hagemann, R. Broda, B. Herskind, M. Ishihara, S. Ogaza, Nucl. Phys. A245 (1975) 166.

l 75 : A.V. Klapdor, G. Rosner, H. Reiss, M. Schrader, Nucl. Phys. A244 (1975) 157.

o 75 : J. Kolata, Communication privée.

e 75 : M. Lefort, Phys. Rev. C12 (1975) 686.

: 75 : F.S. Stephens, Cours Jülich (1975) et Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 43.

a 75 : P. Taras, B. Haas, Nucl. Inst. Meth. 123 (1975) 73.

a 76 : A. Jaffrin, communication privée et à paraitre.

g 76 : K. Ogawa, communication privée et à paraitre.

Chapitre 5

DISCUSSION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

De très nombreux travaux théoriques ont été consacrés à la description des noyaux qui font l'objet du présent travail (isotopes de fer, cobalt et nickel). En fait, seuls les états de petit spin ont été réellement considérés, la détermination expérimentale des états de grand spin étant trop récente. Ainsi, même lorsque dans les calculs théoriques l'espace de configuration était suffisamment grand pour permettre la description dans la couche f-p des niveaux de grand spin, ces résultats n'ont pas été publiés, aucune évidence expérimentale n'étant alors disponible.

Les niveaux de grand spin ne peuvent être formés qu'à partir d'un nombre réduit d'états, leur interprétation théorique doit donc être grandement simplifiée, les mélanges des configurations nécessaires à leur description étant plus faible en comparaison de ceux des niveaux de petit spin.

Nous rappelons brièvement les hypothèses et les approximations utilisées dans les calculs théoriques nécessaires à la description des résultats expérimentaux. Ceux-ci sont, en général, bien reproduits par le modèle des couches qui rend compte également du caractère collectif (modes vibrationnels ou rotationnels) suggéré par la valeur élevée, par rapport à l'estimation de l'excitation d'une seule particule, de quelques probabilités de transition mesurées.

I. LE MODELE DES COUCHES

Dans ce modèle [Sh 63], le mouvement de chaque nucléon du noyau est supposé s'effectuer dans un potentiel central moyen créé par tous les autres nucléons. Les niveaux d'énergie sont discrets et les nucléons se déplacent

dans des orbites spécifiques, l'occupation d'une même orbite par deux nucléons identiques étant interdite par le principe de Pauli. Une couche complète dont toutes les orbites sont occupées est dite fermée, car le système ne peut être excité qu'en déplaçant une particule vers une orbite d'une couche plus haute ; les noyaux (noyaux magiques) dont le nombre de nucléons correspond à une couche fermée et pour lesquels la distance en énergie entre couche pleine et couche vide est grande, sont très stables et peuvent être considérés comme des "coeurs inertes" pour les noyaux de masses voisines. Ainsi, pour les noyaux de la couche f-p, ^{40}Ca, ^{48}Ca et ^{56}Ni sont souvent considérés comme inertes.

Le problème nucléaire consiste à calculer les énergies de systèmes à un grand nombre de nucléons ; cependant, les systèmes de plus de deux particules ne peuvent pas encore être traités exactement et même l'interaction de deux nucléons n'est pas connue sans ambiguïté. Aussi, utilise-t-on l'approximation du champ moyen comme point de départ, puis une interaction résiduelle (supposée suffisamment faible pour pouvoir être traitée comme une perturbation) est ajoutée au potentiel central pour tenir compte des interactions mutuelles entre nucléons et lever la dégénérescence initiale.

Le potentiel moyen qui rend compte des propriétés globales du noyau est supposé engendré par les nucléons du coeur inerte (Z = 20 et N = 20 ou 28 pour les noyaux de la couche f-p), les nucléons restants (nucléons de valence) sont alors répartis dans des orbites dites "actives" et sont seuls responsables de l'excitation du noyau à basse énergie.

L'interaction résiduelle, qui est la partie de la force nucléon-nucléon non absorbée dans le potentiel central, est déterminée phénoménologiquement soit à partir des données expérimentales des noyaux du type coeur inerte + 2 nucléons, soit en considérant simplement une interaction de surface de forme delta [Ar 64]. Cette dernière approximation revient à supposer que l'appariement de deux nucléons est une conséquence des interactions ayant lieu seulement à la surface du noyau, le principe d'exclusion de Pauli empêchant les interactions entre nucléons d'être très importantes à l'intérieur du noyau. L'interaction résiduelle peut également être déduite de l'interaction nucléon-nucléon libre après un processus de resommation de diagramme qui prend en compte l'effet mutuel des nucléons dans un noyau fini. Une autre méthode consiste à ajuster directement le spectre (E,J) expérimental pour déduire les éléments de matrice à 2 corps.

Une telle séparation du problème nucléaire ne peut être qu'une appro-

ximation. En effet, le potentiel moyen dépend de l'état dans lequel se trouvent les nucléons de valence et le coeur -supposé inerte- subit une polarisation qui renforce les transitions électromagnétiques. En particulier, lorsque les nucléons de valence sont des neutrons, la polarisation revient à attribuer une charge électrique effective non nulle aux neutrons.

L'espace de configuration est nécessairement très limité car la prise en compte de toutes les orbites disponibles exige la manipulation de matrices de taille importante. En développant l'hamiltonien du système dans une base bien choisie et en négligeant les termes de faible contribution, les propriétés de symétrie peuvent apparaître (méthode du groupe SU (3)) et l'espace de configuration envisageable peut être agrandi. Des techniques de calcul numérique permettent de traiter plus complètement [Wh 72] les noyaux de la couche s-d. Pour les noyaux de la couche f-p étudiés ici, la limitation de l'espace conduit à ne considérer que les orbites de $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ et $p_{1/2}$ et à négliger donc la couche $g_{9/2}$. Nous verrons alors qu'il est nécessaire pour reproduire les niveaux de haut spin, de supposer l'excitation d'au moins un nucléon du coeur.

II. LES MODELES COLLECTIFS.

Dans le modèle unifié [Bo 53], la description des états à caractère collectif se fait en séparant de façon approchée les mouvements de la surface du noyau du mouvement relatif des nucléons. Les principaux modes d'excitation collective sont les mouvements vibrationnels et rotationnels.

II. 1. *Le modèle vibrationnel*.

La surface du noyau est supposée subir de faibles oscillations autour de la forme d'équilibre. Les modes d'excitation les plus importants correspondent aux vibrations quadrupolaires et octupolaires. Ainsi, dans les noyaux dits "sphériques", la séquence normale 0^+, 2^+ de l'état fondamental et du premier état excité des noyaux pair-pair peut être interprétée comme le début d'une bande de vibration quadrupolaire, le triplet d'états à deux phonons (0^+_2, 2^+_2, 4^+_1) étant localisé à une énergie d'excitation double de celle de l'état 2^+_1.

Cependant, soit que la forme du noyau ne soit pas sphérique, soit que le couplage des nucléons avec les vibrations collectives soit très important,

cette régularité dans le spectre en énergie est rarement observée au-delà de la bande construite à partir de deux phonons. Des termes anharmoniques sont alors introduits de manière à essayer de reproduire les spectres observés et les propriétés électromagnétiques des noyaux.

Récemment, la structure en bande des niveaux yrast (aussi bien ceux pour lesquels $\Delta J = 1$ que $\Delta J = 2$) d'un grand nombre de noyaux impair-impair a été décrite comme une conséquence des caractéristiques du modèle des couches et du modèle collectif vibrationnel [Al 73].

II. 2. *Le modèle rotationnel.*

Dans ce modèle, les nucléons sont astreints à rester sur les orbites d'un potentiel déformé en rotation; leurs mouvements résultent donc à la fois de la déformation et de la rotation de ce potentiel.

En première approximation, la déformation du champ moyen est indépendante de la vitesse de rotation globale du noyau. Pour de fortes déformations, les énergies d'excitation des niveaux de spin J sont proportionnelles à $J(J+1)/2I$, I étant le moment d'inertie de l'état déformé. De nombreux travaux sur les niveaux de haut spin des noyaux lourds ($A > 150$) ont mis en évidence de brusques variations [Jo 73] du moment d'inertie lorsque l'énergie de rotation augmente. Ce phénomène révèle un changement de structure du noyau qui peut être produit par les forces centrifuges et de Coriolis. Ces forces tendent à briser l'appariement des nucléons ou le mettent en compétition avec l'alignement lorsque le système a une trop grande énergie de rotation. A la limite des grandes vitesses de rotation, les corrélations d'appariement disparaissent et la valeur du moment d'inertie du corps rigide est atteinte.

Dans la région des noyaux de masse intermédiaire, l'effet de brusque variation du moment d'inertie en fonction de la vitesse de rotation (backbending) n'a pas été mis en évidence, sauf peut-être (spin 8^+ non sûr) dans le noyau ^{48}Cr [Ha 75] où le moment d'inertie calculé pour l'état 8^+_1 serait beaucoup plus grand (facteur 3) que celui du corps rigide. Le modèle qui tient compte de l'interaction entre les niveaux appartenant à différentes bandes de rotation [St 72] permettrait d'expliquer ce phénomène.

Un bon critère de mise en évidence du caractère collectif d'un niveau

excité est la valeur élevée de la probabilité de transition de ce niveau.

III. LES PROBABILITES DE TRANSITION.

Les transitions électromagnétiques peuvent être renforcées par l'action cohérente d'un grand nombre de composantes de la fonction d'onde qui font que les éléments de matrice individuels s'ajoutent. Les transitions M1 et E2 apparaissent souvent avec des intensités comparables.

Les probabilités de transition réduites s'écrivent (pour M1 et E2) :

$$B(M1) = \frac{0.05686}{\tau\, E_\gamma^3} . x . (1 + \delta^2)^{-1} \qquad (\mu_n^2)$$

$$B(E2) = \frac{815}{\tau\, E_\gamma^5} x . \delta^2 (1 + \delta^2)^{-1} \qquad (e^2.fm^4)$$

E_γ est l'énergie du rayonnement γ(MeV), τ la vie moyenne du niveau émetteur (ps), δ le mélange de multipolarité (E2/M1) et x le rapport de branchement (%).

Dans les modèles du type collectif, pour une transition entre 2 états J_i et J_f d'une même bande de projection K, l'élément de matrice réduit B(E2) s'exprime en fonction du moment quadrupolaire Q_o par :

$$B(E2) = (5/ 16\,\pi) \langle J_i\, 2\, K\, 0 \mid J_f\, K \rangle^2 Q_o^2$$

En faisant l'hypothèse d'une distribution uniformément chargée (Ze) de noyau R, Q_o s'exprime en fonction du paramètre de déformation β par la relation [Bi 65] :

$$Q_o^2 \simeq 3(5\pi)^{-1/2} Z_e R^2 \beta (1 + 0.36\beta)$$

L'ordre de grandeur des valeurs obtenues pour les probabilités de transition est mieux apprécié lorsque ces valeurs sont comparées à celles obtenues dans le cadre d'un modèle simplifié. L'unité Weisskopf [B1 52] est définie pour une transition associée au passage d'un proton d'un état à un autre état avec un recouvrement maximal des fonctions d'onde radiales.

Si

$$\Gamma_{exp} \simeq \frac{\hbar}{\tau} \simeq \frac{0.66}{\tau_{(fs)}} \quad (eV)$$

$$|M|^2_{uW} = \frac{\Gamma_{exp}}{\Gamma_W}$$

avec

$$\Gamma_W(M1) \simeq 2.1.10^{-2} E_\gamma^3 \quad (eV)$$

$$\Gamma_W(E2) \simeq 4.9.10^{-8} A^{4/3} E_\gamma^5 \quad (eV)$$

IV. COMPARAISON AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Mis a part le noyau ^{56}Fe qui a été étudié en particulier à Saclay [Ja 76], peu de travaux théoriques ont été consacrés aux niveaux de grand spin des noyaux du présent travail.

IV. 1. *Le noyau ^{56}Fe.*

La structure de $^{56}_{26}$Fe, quant à elle, a fait l'objet de très nombreuses études théoriques. Sa description a été effectuée selon quatre méthodes principales :

. A partir d'un coeur de ^{48}Ca et d'un mélange de configurations du modèle des couches pour les nucléons individuels avec une interaction de forme δ [Gr 67].

. A partir des excitations à deux trous couplées aux excitations collectives d'un coeur de ^{58}Ni [Pa 72 a]

. A partir d'un coeur de ^{56}Ni avec une interaction effective phénoménologique

[Ho 73, Og 76] dans le cadre du modèle des couches.

. A l'aide du schéma aligné [Ta 75, Ja 76] qui permet de préserver la structure intrinsèque des états 2 particules-2 trous construits à partir du coeur de ^{56}Ni doublement magique (Z = N = 28).

Les deux derniers calculs [Ja 76, Og 76] qui décrivent des états de haut spin (jusqu'à 10^+) de ^{56}Fe sont directement comparables à nos résultats.

Dans le calcul du modèle des couches, ainsi que dans celui du schéma aligné, les trous de protons sont dans la couche $1f_{7/2}$, alors que l'espace pour les neutrons est restreint aux couches $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ et $2p_{1/2}$. Dans l'hamiltonien total, outre le potentiel moyen, les interactions entre protons et neutrons (V_{nn}, V_{pp}, V_{np}) sont considérées :

. L'interaction V_{pp} entre les protons de $1f_{7/2}$ a été déduite du spectre de ^{50}Ti(N = 28).

. L'interaction V_{nn} entre les neutrons a été prise identique à celle [Co 67, Au 67] obtenue pour les isotopes du nickel.

. L'interaction V_{np} a été déterminée en ajustant les données expérimentales d'un grand nombre de noyaux de (N = 29).

Les énergies des neutrons ont été obtenues à partir de l'énergie de séparation du neutron célibataire et du spectre d'excitation de ^{49}Ca et ont été prises égales à -5,144 MeV, -3,116 MeV et -1,186 MeV pour $p_{3/2}$, $p_{1/2}$, et $f_{5/2}$ respectivement.

Les résultats de ces calculs sont comparés sur la figure 27 à nos résultats expérimentaux. L'accord est excellent aussi bien pour les énergies (reproduites à mieux que 200 keV) que pour les spins et les parités. De même, les probabilités de transition calculées sont très proches de celles mesurées (tableau IX) et reproduisent, en particulier, la grande différence qui existe expérimentalement entre B(E2, $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$) et B(E2, $6_2^+ \rightarrow 4_1^+$).

L'examen des fonctions d'onde des états permet de remarquer une similitude certaine entre 0_1^+, 2_1^+, 4_1^+ et 6_2^+ résultant d'un fort mélange de configurations alors que ce mélange de configuration est beaucoup plus faible pour l'état 6_1^+, composé essentiellement des états de séniorité 2 où les deux

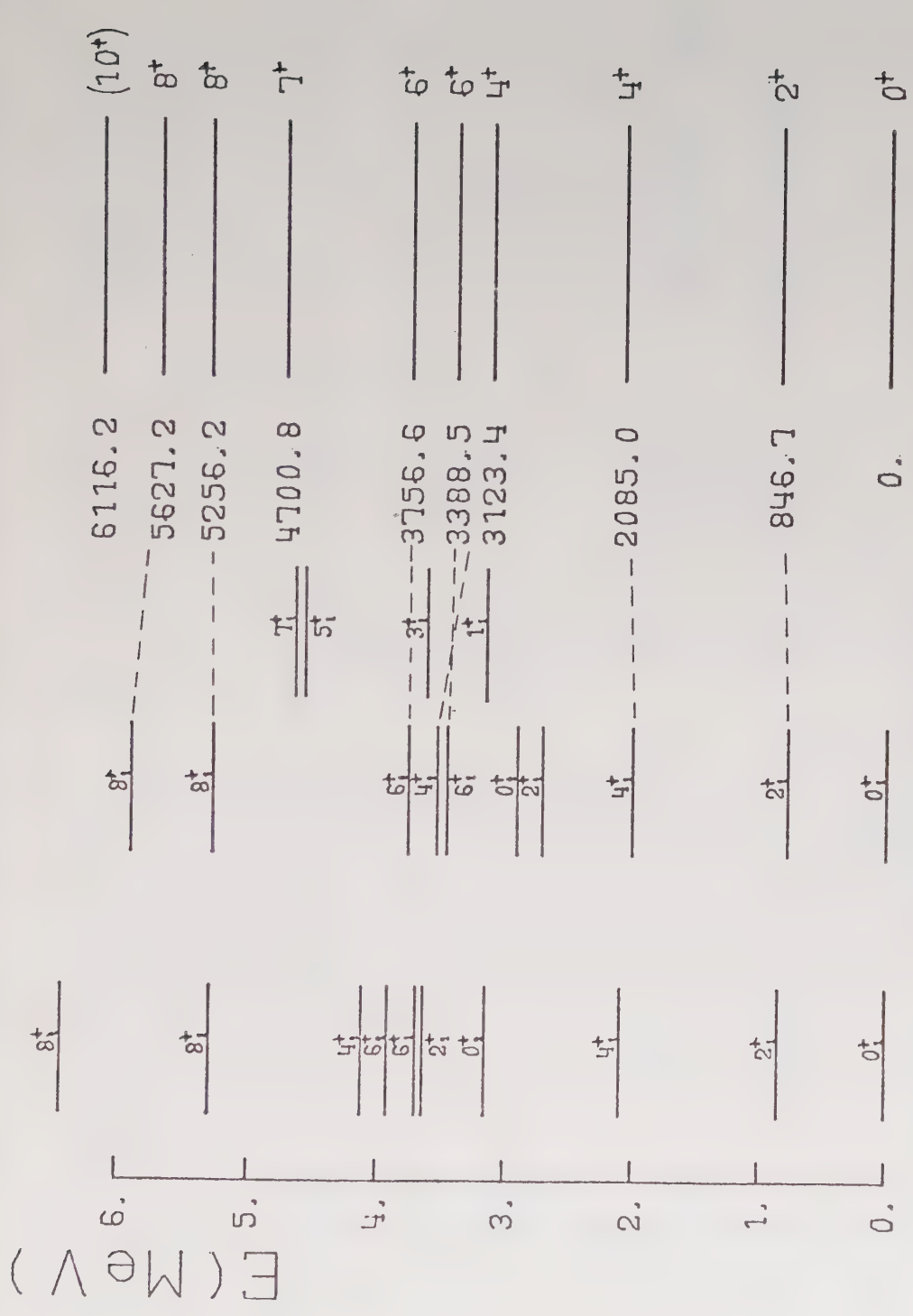


Fig. 27. Comparaison des schémas expérimentaux et théoriques de ^{56}Fe.

TABLEAU IX

COMPARAISON DE QUELQUES PROBABILITES DE TRANSITION EXPERIMENTALES ET THEORIQUES DE ^{56}Fe.

E_i	E_f	E_γ	J_i	J_f	B(E2) (e^2. fm^4)		
					Expérience	Modèle rotationnel	Modèle des couches
0,847	0_g	0,847	2_1^+	0_g^+	193 ± 6	181	179
2,085	0,847	1,238	4_1^+	2_1^+	295 ± 79	258	234
3.389	2,085	1,304	6_1^+	4_1^+	$56 \begin{smallmatrix} +43 \\ -79 \end{smallmatrix}$	285	53
3,757	2,085	1,672	6_2^+	4_1^+	250 ± 43	285	152
5,256	3,389	1,868	8_1^+	6_1^+	55 ± 7	297	45
5,256	3,757	1,500	8_1^+	6_2^+	60 ± 11	297	29

trous de protons sont couplés à J = 6 et les deux neutrons à J = 0. Déjà remarquée [Pa 72 a] cette différence entre les fonctions d'onde des états 6_1^+ et 6_2^+ n'avait pas reçu d'interprétation claire.

La valeur élevée et négative calculée pour le moment quadrupolaire statique de l'état 6_2^+ (-110 e fm^2) suggère d'associer une forme allongée (prolate) à cet état, alors que le même moment quadrupolaire statique calculé [+ 350 e fm^2] pour 6_1^+ suggère plutôt une forme aplatie (oblate). La différence des formes entre les états 6_1^+ et 6_2^+ peut expliquer la grande différence observée entre les probabilités des transitions aboutissant au même état (4_1^+) et d'énergies sensiblement équivalentes (368 keV d'écart).

L'énergie positive $E(2_2^+) - E(4_1^+)$ égale à 0,58 MeV et surtout la mesure [Le 72] par la méthode de l'effet de réorientation nucléaire du moment quadrupolaire statique de l'état 2_1^+ de ^{56}Fe révèlent la forme prolate associée à cet état. La similitude des fonctions d'onde des états 2_1^+ et 4_1^+ suggère la même forme prolate pour l'état 4_1^+. Ainsi, $B(E2, 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ est très petit (facteur $\simeq$ 0,2) devant $B(E2, 6_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ car les formes associées aux états 6_1^+ et 4_1^+ sont très différentes alors que celles associées aux états 6_2^+ et 4_1^+ sont quasi identiques.

Pour évaluer le caractère collectif des états 2_1^+, 4_1^+ et 6_2^+, nous avons calculé les probabilités de transition réduites B(E2) dans le cadre du modèle rotationnel. La valeur du paramètre de déformation β=0,22 a été déduite des mesures du moment quadrupolaire statique de l'état 2_1^+ [Le 72]. Les résultats présentés dans le tableau IX montrent que le modèle rotationnel décrit correctement les états 2_1^+, 4_1^+ et 6_1^+ mais non l'état 6_2^+. L'état 8^+ à 5256 keV ne montre guère de caractère collectif ni dans sa désexcitation vers l'état 6_1^+ ni dans celle vers l'état 6_2^+. Cela indique que la bande de rotation construite sur l'état fondamental ne relie pas les niveaux yrast de ^{56}Fe. Le niveau 8^+ qui appartient à la bande de l'état fondamental est probablement l'état excité à 5627 keV ; bien que son caractère collectif n'ait pas été mis en évidence, il est prédit à cette énergie d'excitation environ, à la fois par le modèle rotationnel (loi en J(J+1)) et par le modèle des couches.

La vérification de ces conclusions a été faite à l'aide du modèle du schéma aligné [Ja 76] qui permet d'associer explicitement un état intrin-

sèque déformé aux fonctions d'onde des états physiques. La méthode du schéma aligné consiste en effet à définir tout d'abord un ensemble d'états intrinsèques déformés caractérisés, en particulier, par leur grande énergie de liaison. Ceci est obtenu en plaçant les nucléons dans des orbites de $|m_j|$ respectivement maximal (forme aplatie) ou de $|m_j|$ minimal (forme allongée); puis une base d'états de bon nombre quantique J est construite en projetant chaque état intrinsèque sur J. L'interaction résiduelle est diagonalisée dans la base ainsi définie qui constitue une troncation de la base du modèle des couches usuel . Les fonctions d'onde finales de J donné peuvent donc s'écrire comme la projection sur J d'une superposition linéaire d'états,qui est alors interprétée comme un véritable état intrinsèque du noyau. Bien que ce calcul soit une approximation de celui effectué dans le cadre du modèle des couches [Ho 73, Og 76], en particulier, certains états ne sont pas reproduits, le modèle du schéma aligné permet d'évaluer directement les composantes allongées ou aplaties d'un état donné ; ainsi pour les états 2_1^+, 4_1^+ et 6_2^+ de ^{56}Fe, la forme associée dominante est allongée (prolate), alors que la forme opposée domine dans l'état 6_1^+, résultats qui sont en accord avec ceux du modèle des couches.

Dans les noyaux lourds dits de "transition" tels que mercure, or..., ce phénomène de changement de forme a déjà été mis en évidence [Ru 73, Pr 74] ; à notre connaissance, c'est la première fois qu'une transition de forme dans les niveaux de la ligne yrast est mise en évidence ici pour un noyau (^{56}Fe) de masse intermédiaire.

IV. 2. *Le noyau ^{57}Fe.*

Le caractère collectif de $^{57}_{26}Fe$ est mis en évidence par plusieurs faits expérimentaux. Tout d'abord, les moments magnétiques du niveau fondamental (0,09 μ_n) et du premier niveau excité (-0,16 μ_n) mesurés [Fu 69] sont beaucoup plus petits que ceux donnés par les valeurs de Schmidt (0,64 μ_n pour $1/\bar{2}$ et 1,91 μ_n pour $3/\bar{2}$) ; ensuite, les moments quadrupolaires électriques et les probabilités de transition E2 [Nu 73] sont trop grands (facteur >10 pour certains niveaux) par rapport aux valeurs données par le modèle où l'excitation d'une seule particule est considérée [Ha 62]. En conséquence, ^{56}Fe ne pouvait pas être considéré comme un coeur inerte et ^{57}Fe est généralement décrit dans le cadre du modèle des couches en supposant deux trous de protons dans $f_{7/2}$ et trois neutrons de valence dans $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ et $p_{1/2}$

(coeur de ^{56}Ni).

Dans l'espace de configuration évoqué précédemment, différents calculs [Ha 62, Gr 66] ont été effectués avec une interaction résiduelle de surface de forme δ. La séquence des premiers niveaux de parité négative (1/2, 3/2, 5/2) semble dépendre beaucoup de l'interaction entre protons et neutrons, car elle n'est correctement décrite qu'en ajustant convenablement V_{p-n}. Les niveaux de petit spin ($\lesssim$ 7/2) sont calculés jusqu'à une énergie d'excitation de 2 MeV, tandis que, dans ces calculs, les propriétés électromagnétiques expérimentales ne sont pas reproduites.

Plus récemment, deux descriptions de ^{57}Fe ont été proposées:

Le premier modèle [Co 71] suppose que tous les nucléons (sauf le nucléon de valence) sont incorporés dans un coeur déformé, le mouvement intrinsèque de la particule non appariée est lié à la rotation du coeur par une force de Coriolis ; les paramètres utilisés dans ce calcul sont déduits de noyaux voisins. Cependant, seuls les spins $\lesssim$ 9/2 ont été calculés et la comparaison avec les résultats expérimentaux qui englobent J $\lesssim$ 15/2 ne peut être faite d'une manière valable.

Une approche différente [Pa 72] consiste à coupler les trois neutrons de valence à la vibration quadrupolaire du coeur de ^{54}Fe. Les trois neutrons sont sur les orbites $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$ et $1f_{7/2}$ à l'extérieur du coeur vibrationnel de ^{54}Fe. Ce calcul permet de reproduire les énergies et les spins des niveaux jusqu'à $E_x < 2{,}5$ MeV et J $\lesssim$ 11/2 ; il permet de reproduire également, avec une bonne précision, les moments quadrupolaires électriques, les moments magnétiques et les probabilités de transition électromagnétique des premiers niveaux excités.

Le succès de deux derniers modèles [Co 71 et Pa 72] conduit à supposer la coexistence des caractères vibrationnel et rotationnel dans ^{57}Fe. En effet, les deux représentations: couplage par une force de Coriolis avec un coeur déformé en rotation et couplage de trois particules avec un champ vibratoire, impliquent respectivement une structure vibrationnelle dans le modèle rotationnel et une structure rotationnelle dans les calculs du modèle vibrationnel.

Ces deux derniers modèles semblent bien reproduire les niveaux de spin $\leqslant 11/2$; cependant bien que l'espace de configuration choisi permette d'atteindre des spins très élevés (27/2), les niveaux $13/2^-$ à 2879 keV et $15/2^-$ à 3135 keV n'ont été rapportés par aucun auteur.

IV. 3. *Le noyau* $^{58}_{28}Ni$.

De très nombreux calculs théoriques ont été effectués pour tenter de décrire ^{58}Ni. En particulier, l'existence du triplet d'états 0_2^+, 2_2^+ et 4_1^+ à une énergie approximativement double de celle de l'état 2_1^+ (1,454 keV) et la forte valeur $|136\ e^2\ fm^4|$ de $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ par rapport à l'estimation de la probabilité de transition associée à l'excitation d'une seule particule ($13\ e^2\ fm^4$), suggèrent la description de ^{58}Ni par le modèle vibrationnel. Cependant, si ce modèle reproduit également les valeurs de $B(E2, 2_2 \rightarrow 2_1)$ et $B(E2, 2_2 \rightarrow 0_1)$, respectivement égales à $200\ e^2\ fm^4$ et $0{,}36\ e^2\ fm^4$, il ne permet pas d'expliquer, en particulier, les grandes valeurs de $B(E2, 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)$, $B(M1, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ et la faible valeur de $B(E2, 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$.

Dans le cadre du modèle des couches, ^{58}Ni a été décrit [G1 72] en considérant le coeur de ^{56}Ni comme inerte, les deux neutrons de valence étant dans $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ et $p_{1/2}$. Les positions de ces orbites sont déterminées à partir du spectre expérimental de ^{57}Ni et l'intéraction V_{nn} entre les deux neutrons est de forme de δ. Les résultats de ce calcul [G1 72] sont en bon accord avec les niveaux de spin petit et d'énergie d'excitation inférieure à 2,5 MeV, l'espace de configuration utilisé $(p_{3/2}, f_{5/2}, p_{1/2})^2$ ne permettant de calculer que des niveaux de spin inférieur ou égal à 4. En outre, le calcul précédent a nécessité l'utilisation de la charge effective $e_n = 1{,}7e$ pour reproduire les probabilités de transition des premiers états excités.

Au contraire, d'autres calculs montrent qu'il n'est pas réaliste de considérer un cœur inerte de ^{56}Ni, la polarisation de celui-ci par les deux neutrons de valence jouant un rôle très important dans ^{58}Ni [Zu 73, Ja 70]. Ainsi, le calcul en schéma aligné [Ja 70] a montré l'existence de configurations impliquant une déformation (4p-2t) au-dessus de 3 MeV d'excitation ; le mélange des états donnés par le modèle des couches et des états déformés permet de rendre compte des grandes valeurs des probabilités de transition.

L'analogie entre ^{16}O et ^{56}Ni étendue à ^{18}O et ^{58}Ni suggère d'utiliser une méthode pseudo-SU(3) pour la description de ce dernier noyau, ^{18}O ayant été traité avec succès par la même méthode [En 65]. Dans ce calcul [Sh 74],

les états 0_1^+, 2_1^+ et 4_1^+ sont traités comme des états 4p-2t, tandis que les configurations 3p-1t sont utilisées pour la description des états 4_2^+, 6_1^+ et 8_1^+. La valeur de la charge effective utilisée dans ce calcul pour rendre compte des probabilités de transition est e_n = 1,07 e. Expérimentalement, l'état 8_1^+ décrit par ce calcul à 6,347 MeV n'est pas observé et les états de spin impair ne sont pas calculés bien qu'ils aient été mis en évidence expérimentalement. L'accord avec les résultats expérimentaux peut être amélioré en tenant compte d'autres symétries que celles associées aux états 4p-2t et 3p-1t.

Une autre approche de ^{58}Ni consiste à tenir compte des différentes solutions [Pa 74] associées aux formes allongées et aplaties obtenues dans les calculs par la méthode Hartree-Fock. Malgré l'accord moins bon (tableau X) obtenu, cette approche semble réaliste. En effet, les mesures de structure fine de la densité de charge par diffusion d'électrons à haute énergie (450 MeV) faites à Saclay [Be 74] indiquent une absence de forte structure, d'une part, et d'autre part cette densité de charge n'a pu être décrite par la théorie qu'en superposant les états de forme différente obtenus dans les calculs Hartree-Fock [Ri 75, Gi 76]. Ceci suggère un caractère vibrationnel avec de fortes déformations de la surface de ^{58}Ni.

Aucun des calculs dont il a été fait mention précédemment ne décrit correctement les propriétés connues de ^{58}Ni. De nouveaux calculs [Mo 76] sont en cours, ils doivent rendre compte, en particulier, à la fois du caractère vibrationnel et des niveaux de haut spin impair mis en évidence expérimentalement dans le présent travail.

IV. 4. *Le noyau ^{56}Co.*

Le noyau $^{56}_{27}$Co est bien approprié pour être traité dans le cadre du modèle des couches. En effet, il possède un trou de proton et un neutron à l'extérieur de la couche fermée $f_{7/2}$.

Les niveaux de spin inférieur ou égal à 5 ont été reproduits [Ve 66] en considérant simplement les états 1 particule - 1 trou du type $(f_{7/2})^{-1}$, $(p_{3/2}, f_{5/2}, p_{1/2})^1$. En particulier dans ce calcul les caractéristiques de l'état fondamental sont $J^\pi = 4^+$ et l'état 5_1^+ excité à 577 keV est bien localisé en énergie.

Le calcul plus complet [Gr 73] dans lequel les configurations 2p - 2t

Tableau X

Energies d'excitation (en MeV) expérimentales et théoriques de quelques niveaux de ^{58}Ni

Niveaux	Expérience	[Ja 70]	[Sh 74]	[Pa 74]
2^+_1	1,454	1,16	1,30	1,20
4^+_1	2,459	2,16	2,56	1,75
4^+_2	3,619	3,27	3,55	4,30
6^+_1	5,125	4,42	4,68	4,65
8^+_1		4,93	6,35	5,85

sont considérées, permet de décrire les niveaux de spin plus grand. Ce calcul suppose l'existence d'un coeur inerte de ^{40}Ca avec 14 nucléons dans la couche $f_{7/2}$ et les deux nucléons restants dans ($p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$). L'espace de configuration de ce calcul est, jusqu'à présent, le plus large qui soit utilisé pour la description de ^{56}Co. Alors que cet espace permet de rendre compte de niveaux de spin < 10, le niveau de plus grand spin décrit dans ce calcul est le niveau $J^{\pi} = 7^{+}$ à 1992 keV (énergie d'excitation expérimentale 2282 keV) et l'état 8^{+} à 4179 keV n'a pas été décrit.

Il est interessant de remarquer que, dans le calcul du modèle des couches [Gr 73], des mélanges de configuration importants sont mis en évidence pour les niveaux de spin < 5, alors que le niveau yrast de spin J = 7 a une configuration quasi-pure, la contribution des autres états à sa fonction d'onde étant très faible. Ainsi, la simplicité de la fonction d'onde des niveaux de haut spin apparaît clairement dans le niveau J = 7 excité à 2282 keV.

Parmi toutes les conséquences de la simplicité des configurations des niveaux de haut spin et donc de la description non ambigüe possible de ceux-ci, il nous apparaît important de souligner que l'étude de ^{56}Co (1 particule (neutron), 1 trou (proton) dans $f_{7/2}$) offre le moyen de déterminer avec plus de précision l'intéraction V_{np} entre proton et neutron nécessaire à la description théorique des noyaux de cette région.

IV. 5. *Le noyau* $^{57}_{27}Co$.

Plusieurs modèles ont été appliqués pour tenter de prédire la structure de ce noyau où les caractères d'excitation collective et de simple particule dominent suivant l'état considéré. Les états à caractère collectif (jusqu'à E_x = 1,7 MeV) ont été interprétés [Sa 68] comme étant le résultat du couplage entre un trou de proton dans la couche $f_{7/2}$ et les états de vibrations quadrupolaires d'un coeur de ^{58}Ni. Toutefois, même en ajoutant un terme de couplage entre 1 trou de proton dans ($2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$) et les états de vibrations octupolaires du coeur [Co 71a], il n'a pas été possible de rendre compte des niveaux $1/2^{-}$ et $3/2^{-}$ obtenus [Ro 67] par $^{56}Fe(^{3}He,d)$ et qui sont interprétables comme des excitations de simple particule.

Les aspects d'excitation de simple particule et la collectivité des premiers niveaux de ^{57}Co ont été pris en compte en considérant ce noyau comme le résultat du couplage d'un coeur de ^{56}Fe et du proton individuel

[Da 71]. Les propriétés des premiers niveaux ne sont reproduites par ce modèle qu'en incluant une contribution de l'état 4_1^+ de ^{56}Fe.

Bien que certains calculs utilisent des espaces de configuration qui permettent de grandes valeurs pour J, aucune valeur supérieure à 11/2 n'a été rapportée, les états de spin 13/2 et 15/2 étant simplement localisés au-dessous de 3 MeV d'énergie d'excitation [St 71].

En fait, le spin 7/2 du niveau fondamental de ^{57}Co suggère son étude à partir d'un trou de proton dans ^{58}Ni.

Ainsi, dans l'étude systématique des noyaux N = 30 [Ho 73], un recouvrement important (0,84) des fonctions d'onde décrivant l'état $7/2^-$ de ^{57}Co avec l'état 0_1^+ de ^{58}Ni a été observé et l'état $13/2^-$ a été localisé à 2,3 MeV, valeur très proche de celle déterminée expérimentalement (2,523 MeV). La représentation du niveau fondamental de ^{57}Co peut être étendue aux autres niveaux en couplant les niveaux de ^{58}Ni à $(f_{7/2})^{-1}$ en proton. En ne considérant que les états de spin maximal pour chaque couplage, l'accord obtenu est satisfaisant (fig. 28).

Cependant, afin de tenir également compte des états de petit spin, il semble nécessaire [Ga 69] de considérer les configurations $(p_{3/2}, p_{1/2}, f_{5/2})^3$ aussi bien pour rendre compte des énergies d'excitation que des probabilités de transition (tableau IV).

La description théorique des noyaux étudiés ici à l'aide de calculs existants montre que de nouveaux calculs sont nécessaires pour rendre compte de nos résultats expérimentaux. Malgré les valeurs ($\lesssim 10$) relativement peu élevées (comparées à celles déterminées dans les noyaux lourds fortement déformés) des spins que nous avons mis en évidence, la description de nos résultats nécessite dans la plupart des cas, la prise en compte des excitations de particules du coeur. En effet, la grande énergie (de l'ordre de 5 MeV) de séparation de la couche $1g_{9/2}$ rend peu probable l'excitation de particules dans cette couche. Ainsi, au moins pour les noyaux ^{58}Ni, ^{56}Co et ^{57}Co, pour rendre compte des spins plus grands que 4, 6 et 15/2 respectivement, il est nécessaire de considérer l'excitation de particules de la couche $f_{7/2}$. Pour ce dernier noyau (^{57}Co) une structure en bandes semble se développer à partir du niveau 13/2, en particulier la transition 17/2→15/2

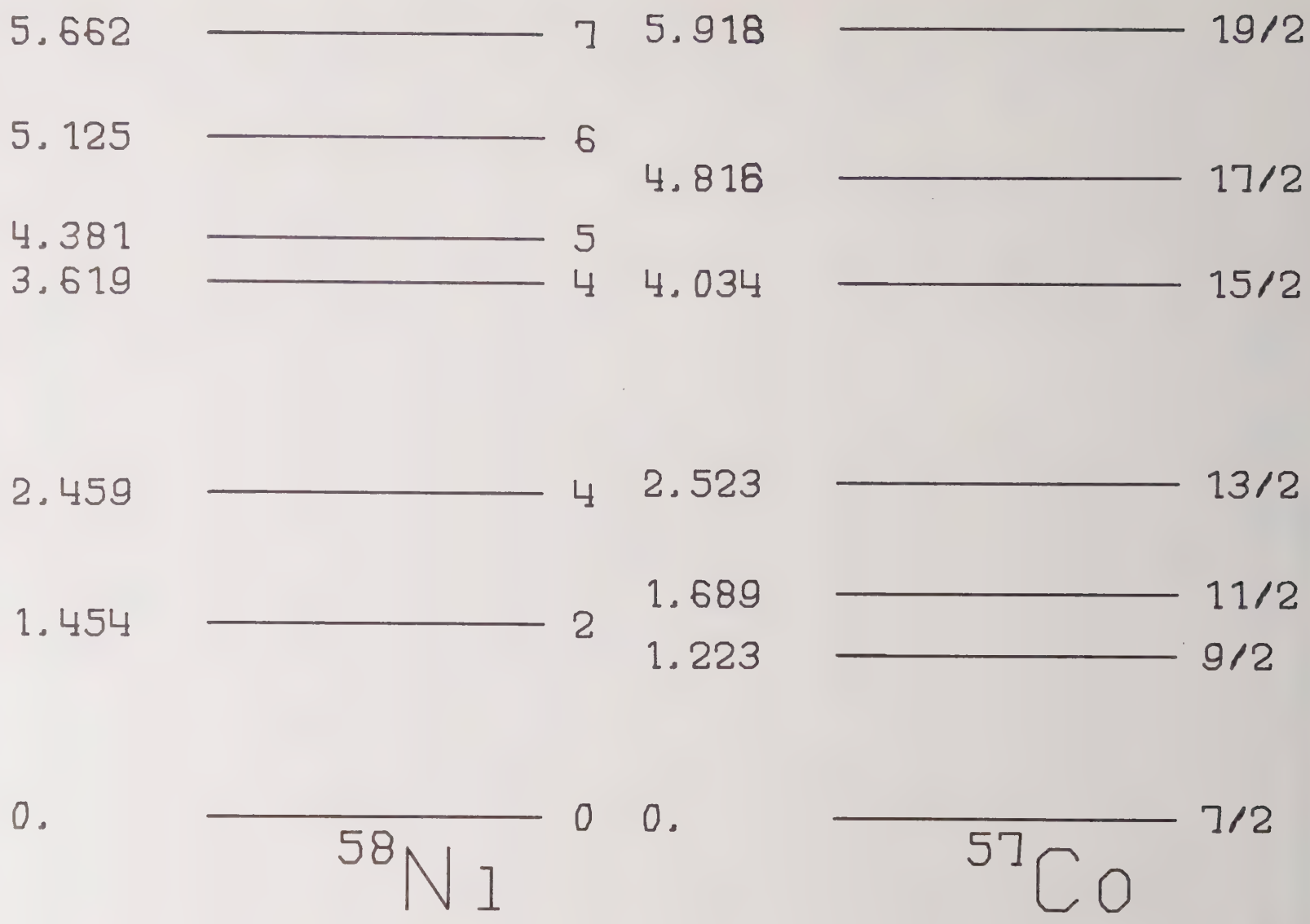


Fig. 28. Niveaux de grand spin de ^{58}Ni et ^{57}Co. Les énergies des niveaux de ^{57}Co peuvent être reproduites en couplant un trou de proton dans $f_{7/2}$ aux états correspondants de ^{58}Ni.

(E_γ = 778 keV) n'a pas été observée dans nos expériences ; d'autres mesures expérimentales semblent nécessaires pour éventuellement mettre en évidence les autres niveaux appartenant à ces bandes.

REFERENCES DU CHAPITRE 5

Bl 52 : J. Blatt, V. Weisskopf, "Theoretical Nuclear Physics", (1952, J. Wiley and Sons, New York).

Bo 53 : A. Bohr, B.R. Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 27 (1953).

Ha 62 : I. Hamamoto, A. Arima, Nucl. Phys. 37 (1962) 457.

Sh 63 : A. de Shalit, I. Talmi, "Nuclear Shell Theory" (1963, Academic Press, New York).

Ar 64 : R. Arvieu, E. Salusti, M. Veneroni, Phys. Lett. 8 (1964) 334.

Bi 65 : L.C. Biedenharn, P.J. Brussard, "Coulomb excitation" (Clarendon Press, Oxford 1965).

En 65 : T. Engeland, Nucl Phys, 72 (1965) 68.

Gr 66 : J. Mc Grory, Phys. Lett. 21 (1966) 64.

Ve 66 : J. Vervier, Nucl. Phys. 78 (1966) 497.

Au 67 : N. Auerbach, Phys. Rev. 163 (1967) 1203.

Co 67 : S. Cohen, R.D. Lawson, M.H. Mc Farlane, S.P. Pandya, M. Soga, Phys. Rev. 160 (1967) 903.

Gr 67 : J. Mc Grory, Phys. Rev. 160 (1967) 915.

Sa 68 : L. Sapathy, S.C. Gujrathi, Nucl. Phys. A110 (1968) 400.

Fu 69 : G.H. Fuller, V.M. Cohen, Nucl. Data A5 (1969) 433.

Ga 69 : C. Gatrousis, R.A. Meyer, L.G. Mann, J. Mc. Grory, Phys. Rev. 180 (1969) 1052.

Ja 70 : A. Jaffrin, Phys. Lett. 32B (1970) 448.

Co 71 : J.R. Comfort, P. Waselewski, F.B. Malik, W. Scholz, Nucl. Phys. A160 (1971) 385.

Co 71 a : A. Covello, V.R. Manfredi, Phys. Lett. 34B (1971) 584.

Da 71 : R. Dayras et al. Nucl. Phys. A173 (1971) 49.

St 71 : K.W.C. Stewart, B. Castel, B.P. Singh, Phys. Rev. C4 (1971) 2131.

Gl 72 : P.W.M. Glaudemans, M.J.A. de Voigt, E.F.M. Steffens, Nucl. Phys. A198 (1972) 609.

Le 72 : P.M.S. Lesser, D. Cline, P. Goode, R.N. Horoshko, Nucl. Phys. A190 (1972) 597.

Pa 72 : V. Paar, Phys. Lett. 42B (1972) 1.

Pa 72 a : V. Paar, Nucl. Phys. A185 (1972) 544.

St 72 : F.S. Stephens, R.S. Simon, Nucl. Phys. A183 (1972) 257.

We 72 : R.R. Whitehead, Nucl. Phys. A182 (1972) 290.

Al 73 : G. Alaga, "Problems of vibrational nuclei" eds. G. Alaga, V. Paar, L. Sips, (North-Holland, Amsterdam 1974).

Gr 73 : J. Mc. Grory, cité dans Phys. Rev. C7 (1973) 2379.

Ho 73 : H. Horie, K. Ogawa, Nucl. Phys. A216 (1973) 407.

Jo 73 : A. Johnson, Z. Szymanski, Phys. Rep. C7 (1973) 181.

Nu 73 : Nuclear Data Group, "Nuclear Levels Schemes A = 45 through A = 257 from Nuclear Data Sheets (Academic Press 1973)

Ru 73 : N. Rud, D. Ward, H.R. Andrews, R.L. Graham, J.S. Geiger, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1421.

Zu 73 : A. Zucker, E. Pasquini, Cours Aussois (1973).

Pa 74 : J.K. Parikh, Phys. Rev. C10 (1974) 2568.

Pr 74 : D. Proetel, F.S. Stephens, R.M. Diamond, Phys. Lett. 48B (1974) 102.

Sh 74 : K. Shimizu, A. Arima, Nucl. Phys. A227 (1974) 357.

Be 75 : J.B. Bellicard et al. Note CEA-N 1791, p. 142.

Ha 75 : B. Haas, P. Taras, J.C. Merdinger, R. Vaillancourt, Nucl. Phys. A238 (1975) 253.

Ri 75 : G.A. Rinker, J.W. Negele, 6ème Conference Internationale, Santa-Fé (1975).

Ta 75 : Y. Tanaka, R.K. Sheline, Phys. Rev. Lett. 56B (1975) 309.

Gi 76 : M. Girod, D. Gogny, Communication privée et à paraitre.

Ja 76 : A. Jaffrin et al. (à paraître).

Mo 76 : I. Morisson, Communication privée.

Og 76 : K. Ogawa et al. (à paraître).

CONCLUSION

Lorsque que nous avions commencé l'étude des niveaux de grand spin de $^{56,57}Fe$, $^{56,57,58}Co$ et ^{58}Ni, ces niveaux n'étaient ni connus expérimentalement, ni prédits par les modèles nucléaires.

Après avoir sélectivement peuplé ces niveaux au moyen des réactions induites par ions lourds et par particules alpha, nous avons entrepris leur étude spectroscopique en étudiant les propriétés de leurs rayonnements gamma de désexcitation. Utilisant le formalisme développé pour les noyaux alignés, nous avons mis au point une méthode qui permet de déduire avec plus de rigueur les spins des niveaux et les caractéristiques multipolaires des transitions électromagnétiques entre ces niveaux. Cette méthode utilise les mêmes données expérimentales que celles nécessaires à l'établissement du schéma des niveaux.

Afin d'atteindre les probabilités de transition des niveaux de grand spin mis en évidence, nous avons mesuré leur vie moyenne. Pour cela, une méthode d'analyse non classique a été utilisée.

Ces méthodes d'analyse nous ont permis d'étendre la connaissance des noyaux étudiés aux niveaux de grand spin. Ainsi, les spins J = 10 pour ^{56}Fe, 15/2 pour ^{57}Fe, 8 pour ^{56}Co, 19/2 pour ^{57}Co et 7 pour ^{58}Ni ont été atteints. Les multipolarités des rayonnements γ qui désexcitent les niveaux observés ont été déduites ; les vies moyennes des niveaux mis en évidence dans ^{56}Fe et ^{57}Co ont été mesurées.

Parmi tous les niveaux de grand spin étudiés, seuls ceux de ^{56}Fe ont été décrits à l'aide de modèles théoriques. Les résultats des calculs du modèle des couches et ceux utilisant l'approximation du schéma aligné sont en accord remarquable avec toutes nos données expérimentales et suggèrent une transition de forme dans les niveaux de la bande yrast de ^{56}Fe, la forme associée (oblate) au niveau 6_1^+ étant différente de celle associée (prolate) aux niveaux 0_1^+, 2_1^+ et 4_1^+. A notre connaissance, ce fait est mis en évidence pour la première fois dans les noyaux de la couche f-p.

Cette transition de forme dans les niveaux de la bande yrast de ^{56}Fe nous a conduit à comparer les intensités des rayonnements γ peuplant directement les niveaux 6_1^+ et 6_1^+ dont la forme associée est différente, mais d'énergies d'excitations très voisines. L'alimentation prépondérante (facteur 18) du niveau 6_1^+ par rapport à celle de 6_2^+ dans les réactions où un grand moment angulaire est apporté suggère l'existence d'une forme semblable à celle de 6_1^+ (oblate) associée aux niveaux de grand spin se trouvant à plus haute énergie d'excitation (>5,8 MeV).

Pour les autre noyaux étudiés dans ce travail, seuls les niveaux de petit spin ont fait l'objet de nombreuses descriptions théoriques. La prise en compte de nos résultats expérimentaux relatifs aux niveaux de grand spin peut permettre de trancher entre les différents modèles utilisés.

Un autre aspect de notre travail a consisté à comparer les intensités relatives des raies γ de desexcitation desproduits de réaction dont les voies d'entrée sont différentes, mais pour le même noyau composé (^{64}Zn) formé sensiblement avec la même énergie d'excitation et le même moment angulaire. L'analyse préliminaire de nos résultats met en évidence des différences entre les distributions de spins du noyau composé atteint par deux voies différentes (^{16}O et ^{12}C).

La prise en compte de nos résultats concernant les niveaux de grand spin des noyaux étudiés peut permettre de trancher entre les différents modèles qui essaient de décrire les propriétés de ces noyaux.

Bien que très récente, l'étude par spectroscopie γ dans les réactions nucléaires induites par ions lourds (A>4), des niveaux de grand spin de la couche f-p a déjà permis à plusieurs laboratoires d'obtenir un très grand nombre de résultats. L'amélioration constante des techniques expérimentales permet d'avoir accès à des résultats très intéressants et très variés relatifs aussi bien à la spectroscopie des noyaux, qu'à la forme associée à leurs états excités et au mécanisme qui a servi à les exciter.